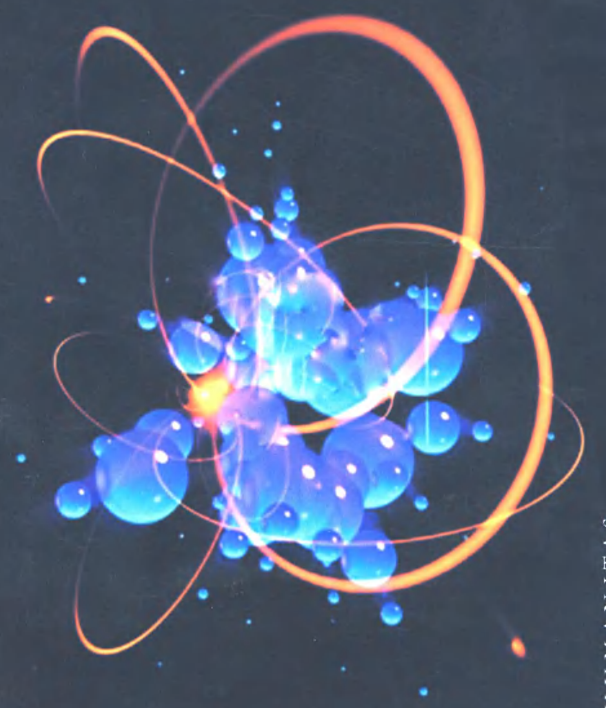
STEVEN WEINBERG

Descoperirea particulelor subatomice



HUMANITAS

DESCOPERIREA PARTICULELOR SUBATOMICE

STEVEN WEINBERG s-a născut la New York în 1933. Înclinația sa timpurie pentru știință a fost încurajată de familie, iar de la 15–16 ani preocupările sale s-au concentrat asupra fizicii teoretice. A studiat la Universitatea Cornell, apoi la Institutul de Fizică Teoretică din Copenhaga (care poartă acum numele lui Niels Bohr) și a obținut doctoratul la Universitatea Princeton. În îndelungata sa carieră didactică, a predat între altele la universitățile Columbia, Berkeley, Harvard și Texas. Cercetările sale s-au concentrat de la început cu precădere asupra teoriilor de câmp, domeniul „fierbinte" al fizicii de la jumătatea secolului, iar spre sfârșitul anilor '60 și începutul anilor '70 a contribuit decisiv la elaborarea teoriei câmpului electroslab, teorie ce unifică interacția electromagnetică cu cea nucleară slabă. Acest pas imens în direcția unificării tuturor interacțiilor din natură, visul de aur al fizicienilor, i-a adus în 1979 Premiul Nobel (primit în același an și de Sheldon Glashow și Abdus Salam pentru contribuții la aceeași teorie a câmpului electroslab). Din anii '60, cercetările lui Steven Weinberg încep să se orienteze și spre astrofizică, iar în 1972 publică *Gravitation and Cosmology*, care devine un tratat de referință în domeniu. Este de asemenea autorul unor cărți care se adresează publicului larg: *The First Three Minutes: A Modern View of the Origin of the Universe* (1977, tradusă și în limba română de Gheorghe Stratan), *The Discovery of Subatomic Particles* (1983, apărută într-o ediție revăzută în 2003), *Elementary Particles and the Laws of Physics* (1987, împreună cu Richard Feynman), *Dreams of a Final Theory* (1993), *Facing Up: Science and its Cultural Adversaries* (2001), *Glory and Terror: The Coming Nuclear Danger* (2004).

STEVEN WEINBERG

DESCOPERIREA PARTICULELOR SUBATOMICE

Traducere din engleză de
IRINEL CAPRINI



HUMANITAS
BUCUREŞTI

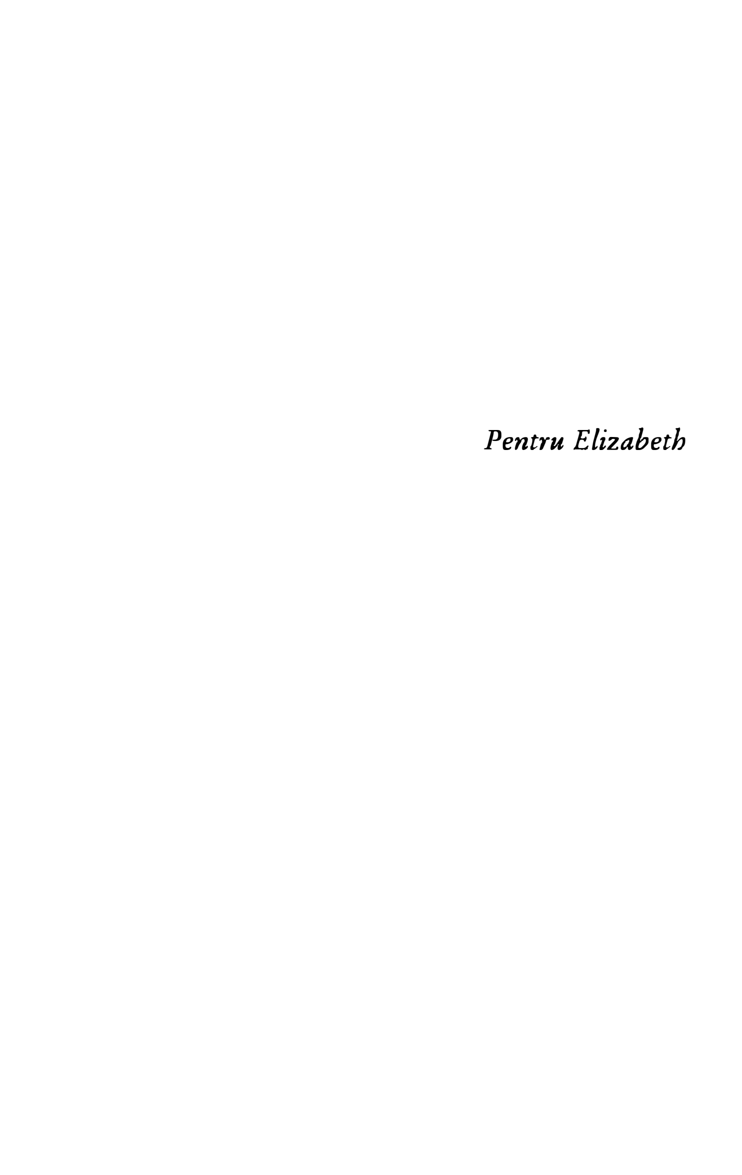
Coperta colecției
IONUȚ BROȘTIANU

Descrierea CIP a Bibliotecii Naționale a României
WEINBERG, STEVEN
Descoperirea particulelor subatomice / Steven Weinberg;
trad.: Irinel Caprini. – București: Humanitas, 2007
Bibliogr.
ISBN 978-973-50-1616-6

I. Caprini, Irinel (trad.)

539.1

EDITURA HUMANITAS
Piața Presei Libere 1, 013701 București, România
tel. 021/317 18 19, fax 021/317 18 24
www.humanitas.ro
Comenzi CARTE PRIN POȘTĂ: tel. 021/311 23 30,
fax 021/313 50 35, C.P.C.E. – CP 14, București
e-mail: cpp@humanitas.ro
www.librariilehumanitas.ro



Pentru Elizabeth

Prefață

Această carte s-a născut dintr-un curs pe care l-am ținut la Harvard în primăvara lui 1980, ca parte a noii programe universitare de bază, și apoi la Universitatea din Texas unde am fost profesor invitat în 1981. Pe scurt, ideea cursului a fost de a face ca studenții fără vreo o pregătire anterioară în fizică și matematică să afle despre marile realizări ale fizicii secolului XX, trecând și prin capitolele fundamentale ale fizicii clasice — mecanica, electromagnetismul, căldura și așa mai departe — atunci când acest lucru era necesar pentru a înțelege progresele mai recente. Am considerat că acest curs a avut succes și mi-a venit ideea de a transforma notele de curs într-un manual, dar nu am avut timpul să duc această sarcină la bun sfârșit pentru tot materialul cursului. Neil Patterson de la W.H. Freeman & Co m-a invitat să prezint prima parte a poveștii fizicii secolului XX, așa cum a fost dezvoltată în acest curs, pentru cititorii revistei *Scientific American* iar această carte reprezintă rezultatul. Poate voi reuși în volumele viitoare să completez trecerea în revistă a fizicii secolului XX începută aici.

Cartea prezintă descoperirea particulelor elementare care alcătuiesc toți atomii obișnuiți: electronul, protonul și neutronul. Tratarea e istorică, dar cu o diferență importantă. Majoritatea cărților de istoria științei sunt scrise pentru cititori nefamiliarizați cu știința, și de aceea prin forța lucrurilor sunt destul de schematice și superficiale în descrierea istoriei, sau dimpotrivă, sunt scrise pentru cititori deja

familiarizați cu știința, și de aceea sunt inaccesibile celor nefamiliarizați. Această carte este scrisă pentru cititori care pot să nu fie cunoscători ai fizicii clasice, dar sunt dornici să asimileze din ea atât cât să-i facă să înțeleagă complicata țesătură de idei și experimente care constituie fizica secolului XX. Această bază este oferită într-un număr de secțiuni conținând „priviri retrospective“ asupra naturii electricității, legilor mișcării ale lui Newton, forțelor electrice și magnetice, conservării energiei, greutăților atomice etc., care sunt inserate acolo unde e necesar pentru ca cititorul să înțeleagă următorul episod al povestirii.

Vreau să dezvălui aici (fiindcă oricum nimeni nu citește prefețele) faptul că aceste secțiuni retrospective și celelalte cunoștințe de bază presărate în alte secțiuni reprezintă motivația mea secretă de a scrie această carte. Ca mulți alți oameni de știință, eu privesc descoperirile științei ca fiind dintre cele mai prețioase elemente ale culturii secolului XX, și mi se pare o tragedie faptul că atât de mulți oameni altminteri instruiți sunt rupți de această parte a culturii noastre din cauza lipsei cunoștințelor științifice de bază. Dar această lacună în instrucție nu trebuie să ne surprindă. În general, studentului sau cititorului care dorește să devină instruit în fizică i se oferă doar o singură cale: el sau ea trebuie să urmeze același vechi șir de cursuri urmat de generații de oameni de știință profesioniști. Întotdeauna mecanica e prima, urmată de obicei de căldură, electricitate și magnetism, optică și, pentru savoare, puțină „fizică modernă“. Acest șir e perfect pentru studenții care doresc să devină fizicieni, dar pentru mulți alții poate părea un deșert de netrecut. Și sentimentul lor poate fi înțeles. Noi, fizicienii, suntem un grup ciudat, care facem cu mare plăcere calculele pe care învățăm să le facem în succesiunea standard a cursurilor de fizică: calcule privind ciocnirile bilelor de biliard, trecerea curentului electric prin fire, drumul razelor de lumină într-un telescop. Nu e rezonabil să ne așteptăm ca toți stu-

denții sau cititorii să simtă la fel, după cum nu pretindem ca aceia care nu au de gând să cânte la pian să guste exersarea gamelor. Mi se pare că această problemă a motivației este cea care prezintă cel mai mare obstacol atunci când încercăm să scriem despre fundamentele fizicii pentru nespecialiști.

Punctul meu de plecare în tratarea acestei probleme a fost presupunerea că, indiferent dacă cititorilor le place sau nu să calculeze ciocnirile bilelor de biliard, ei doresc în general să aibă o bază culturală privind ideile și descoperirile științifice revoluționare ale timpului lor. De aceea, în loc să încep această carte cu o lungă introducere în fizica elementară clasică, îl invit pe cititor să plonjeze direct într-o serie de subiecte fundamentale ale fizicii secolului XX, folosind fiecare subiect ca o cale de acces către acele concepte și metode ale fizicii clasice necesare pentru înțelegerea lui. Primul subiect este descoperirea primei particule elementare, electronul. Pentru a înțelege experimentele lui J.J. Thomson și ale altora, care au condus la această descoperire, cititorul trebuie să învețe despre legile mișcării ale lui Newton, conservarea energiei și forțele electrice și magnetice. Următorul subiect este măsurarea dimensiunii atomului, iar aici cititorul învață mai multe despre mecanică și un pic de chimie. Și așa mai departe. Ideea e că cititorului i se cere să învețe aspecte din fizica clasică sau din chimie numai când este clar că aceste concepte și metode specifice sunt necesare pentru a înțelege progresele fizicii secolului XX.

Este adevărat că, într-o carte ca aceasta, ordinea în care sunt introduse principiile fizicii elementare nu poate fi ordinea logică cu care e obișnuit un fizician. De exemplu, noțiunea de impuls, de obicei explicată în același timp cu energia, nu e necesară aici decât atunci când ajungem la descoperirea nucleului; de aceea nu este introdusă decât atunci. Nu cred că această reordonare a subiectelor este neapărat un defect. După propria mea experiență, aproape tot ce știu

din fizică și matematică am învățat numai atunci când n-am avut încotro, când a trebuit pur și simplu să învăț ceva pentru a avansa cu propriile studii. Bănuiesc că același lucru e valabil pentru majoritatea oamenilor de știință. Astfel, planul acestui tip de carte poate fi mai apropiat de educația reală a oamenilor de știință care lucrează în cercetare decât multe din cărțile și cursurile pe care le concepem pentru studenții care se specializează în știință.

Speranța mea e că această carte poate contribui la o revizuire radicală a modului în care știința este prezentată nespecialiștilor. Dacă ideile mele în această privință vor avea succes doar timpul și cititorii ne-o vor spune. Dacă totul merge bine și eu decid să continui această serie de cărți despre fizica secolului XX, volumul următor va trata relativitatea și teoria cuantică și se va baza pe fundamentele fizicii clasice prezentate aici.

Această carte e concepută pentru a fi înțeleasă de cititori care nu au o pregătire științifică, nici cunoștinte de matematică dincolo de aritmetică. În text am inclus doar câteva dintre cele mai importante ecuații, exprimate în cuvinte în loc de simboluri abstracte. Pentru cititorii familiarizați cu calculul algebric, anexele prezintă câteva dintre calculele care stau la baza raționamentelor descrise în textul principal al cărții.

Deși această carte este scrisă în primul rând pentru nespecialiști, are un aspect pe care poate și colegii mei fizicieni îl vor găsi interesant. Marile realizări științifice prezentate aici formează o mare parte a solului din care au răsărit recoltele descoperirilor noastre mai recente. Și totuși, eu unul aveam doar o idee vagă despre istoria timpurie a fizicii secolului XX atunci când am început să predau la Harvard și în Texas, și bănuiesc că acest lucru e valabil pentru mulți dintre colegii mei fizicieni. Sper că pentru oamenii de știință o parte a istoriei (dacă nu fizica) din această carte va fi instructivă.

Sper de asemenea că această carte va plăcea studenților și celor care se ocupă de istoria științei, dar lor trebuie să le

prezint scuze. Este imposibil ca într-o carte ca aceasta să faci dreptate bogatei țesături de influențe care au condus la revoluțiile secolului XX în fizică. Tot ce am putut face aici a fost să prezint un șir de descoperiri experimentale și teoretice cruciale, care mi-au dat ocazia să explic elemente de fizică clasică și modernă. Am încercat, desigur, să evit erorile istorice evidente, dar alegerea materialului și ordinea de prezentare au fost hotărâte de considerente de explicație științifică, pe lângă cele istorice. Evident, nu pretind ca această carte să fie privită drept o contribuție la cercetarea istorică. Am citit, în cursul scrierii ei, multe din articolele clasice ale lui Thomson, Rutherford, Millikan, Moseley, Chadwick și alții, dar pentru cea mai mare parte m-am bazat pe surse secundare, care sunt enumerate în bibliografia de la sfârșitul cărții. În notele de la sfârșitul fiecărui capitol, am indicat referințele câtorva articole clasice discutate în text și ale unor lucrări mai recente pe care m-am bazat în mod special.

Le sunt foarte recunoscător lui Howard Boyer, Andrew Kudlacik, Neil Patterson și Gerard Piel pentru cooperarea lor amabilă în citirea acestei cărți înainte de publicare. De asemenea, îi sunt recunoscător lui Aidan Kelly pentru editarea precisă și numeroasele sugestii utile. Paul Bamberg mi-a oferit un ajutor de preț la Harvard, când am predat prima oară acest curs. Pentru efortul de a fi citit și comentat diverse părți ale cărții, doresc să le exprim mulțumirile mele călduroase lui I. Bernard Cohen, Peter Galison, Gerald Holton, Arthur Miller și Brian Pippard. Multe erori istorice deplorabile au fost evitate grație ajutorului lor.

Steven Weinberg
Austin, Texas
Mai 1982

Prefață la ediția revăzută

Richard Feynman a spus odată că nu înțelege de ce ziariștii și alți oameni vor să cunoască ultimele descoperiri din fizică deși nu au habar despre descoperirile din trecut, care dau sens ultimelor descoperiri. Această carte tratează în principal descoperirile din trecut — mai exact, descoperirea particulelor care compun atomii obișnuiți: electronul, protonul și neutronul. Ea folosește de asemenea povestea acestor descoperiri pentru a justifica o introducere în descoperirile și mai vechi ale legilor care guvernează mișcarea, electricitatea, magnetismul și căldura, ce stau la baza întregii cercetări ulterioare în științele fizice. Nu am dorit să fie o altă carte de popularizare care să-l familiarizeze pe cititor cu ultimele noutăți din fizică.

Și totuși, ar fi păcat să nu prezentăm legăturile dintre descoperirile istorice, care sunt subiectul acestei cărți, și fizica fundamentală de azi. Am folosit deci ocazia oferită de publicarea noii ediții pentru a sublinia aceste legături — de exemplu asemănarea dintre experimentul lui Marsden-Geiger, care a pus în evidență existența nucleului atomic, și experimentele din anii 1960 și 1970 care au confirmat existența cuarcilor, precum și aplicarea tehnicilor folosite de Millikan pentru a măsura sarcina electronului în căutarea modernă a cuarcilor liberi și a altor particule exotice. Explic de asemenea de ce lucrările unor fizicieni din trecut, cum este unificarea de către Maxwell a teoriilor electricității și magnetismului, constituie o paradigmă pentru ceea ce

încercăm să facem azi. În ultimul capitol, duc povestea descoperirii particulelor elementare până în zilele noastre și vorbesc despre unele din particulele care sperăm că vor fi descoperite pe măsură ce dispunem de noi dispozitive experimentale.

Mi se pare cât se poate de firesc că această nouă ediție este publicată de Cambridge University Press, deoarece majoritatea descoperirilor particulelor subatomice prezentate în această carte au fost făcute la laboratorul Cavendish al Universității Cambridge.

Steven Weinberg
Austin, Texas
Septembrie 2002

1
O lume a particulelor

Oare câți bărbați și câte femei, studiind particulele minuscule dintr-o grămăjoară de nisip, și-au imaginat granulele mai fine și mai dure care alcătuiesc toate formele de materie ? Afirmația explicită că materia este alcătuită din particule indivizibile numite atomi (din grecescul ατομοσ, „care nu se poate tăia“) a fost făcută pentru prima oară în orașul antic Abdera din Tracia, pe coasta mării. Acolo, în ultima parte a secolului al V-lea î.Cr., filozofii greci Leucip și Democrit susțineau că toată materia e compusă din atomi și spațiu vid.

Abdera zace acum în ruine. Nici un cuvânt din cele scrise de Leucip nu a supraviețuit, iar din scrierile lui Democrit mai avem doar câteva fragmente care nu ne sunt de prea mare folos. Dar ideea lor despre atomi a supraviețuit și a fost citată fără încetare în mileniile care au urmat. Această idee ne permite să dăm un sens unui mare număr de observații comune care ar fi foarte greu de înțeles dacă am admite că materia e un continuum care umple spațiul pe care îl ocupă. Cum am putea înțelege mai bine dizolvarea unei bucăți de sare într-un pahar cu apă decât presupunând că atomii din care este compusă sarea se împrăștie în spațiile goale dintre atomii apei ? Cum am putea înțelege mai bine întinderea unei picături de ulei pe suprafața apei, până la o arie definită și nu mai mult de atât, decât presupunând că pelicula de ulei se întinde până ajunge la o grosime de câțiva atomi ?

După nașterea științei moderne, ideea de atom a început să fie folosită ca bază pentru teoriile cantitative ale materiei. În secolul al XVII-lea, Isaac Newton (1642–1727) a încercat să explice dilatarea gazelor prin împrăștierea atomilor lor în spațiul vid. Mai influent, John Dalton (1766–1844) a explicat la începutul secolului al XIX-lea rapoartele fixe ale greutăților elementelor chimice din substanțele compuse prin greutățile relative ale atomilor acestor elemente.

La sfârșitul secolului al XIX-lea ideea de atom a devenit familiară pentru cea mai mare parte a oamenilor de știință — familiară, dar nu încă universal acceptată. Datorită în mare măsură moștenirii lui Newton și Dalton, în Anglia exista tendința de a se utiliza teorii atomice. Pe de altă parte, rezistența față de atomism persista în Germania. Dar nu atât pentru că fizicienii și chimiștii germani nu credeau efectiv în atomi. Sub influența școlii filozofice empirice din jurul lui Ernst Mach (1836–1916) de la Viena, mulți dintre ei se fereau să introducă în teoriile lor orice lucru care — ca și atomul — nu putea fi observat direct. Alții, precum marele teoretician Ludwig Boltzmann (1844–1906), au utilizat presupuneri atomiste pentru a construi teorii ale unor fenomene precum căldura, dar au trebuit să suporte dezaprobarea colegilor; se spune că opoziția discipolilor lui Mach față de lucrările lui Boltzmann a contribuit la sinuciderea acestuia în 1906.

Totul s-a schimbat în primele decenii ale secolului XX. Acceptarea generală a naturii atomice a materiei s-a produs prin descoperirea constituenților atomului, electronul și nucleul atomic — descoperiri care au infirmat vechea idee că atomii sunt indivizibili. Aceste descoperiri constituie subiectul cărții de față. Dar, înainte de a intra în istoria acestor descoperiri, să le anticipăm și să amintim ce se înțelege acum prin constituenții atomului. Aceasta e doar o scurtă prezentare; vom vorbi despre toate în detaliu în capitolele următoare ale acestei cărți.

Cea mai mare parte a masei oricărui atom este conținută în nucleul mic și dens din centrul său, având o sarcină electrică pozitivă. În jurul nucleului se mișcă pe orbite unul sau mai mulți electroni, ce au sarcini electrice negative și sunt menținuți pe orbite de forța de atracție electrică. Raza tipică a orbitei unui electron este de circa 10^{-10} metri* (unitate de lungime numită angstrom), în timp ce nucleul este mult mai mic, cu un diametru tipic de circa 10^{-15} metri (unitate numită fermi). Diversele elemente chimice constau fiecare din atomi de un anume tip, atomii unui element deosebindu-se de cei ai altui element prin numărul de electroni pe care îi conțin: unul pentru hidrogen, doi pentru heliu și așa mai departe până la 109 pentru meitneriu. Atomii se pot combina în agregate mai mari — moleculele — împrumutând, făcând schimb sau punându-și în comun electronii; fiecare compus chimic constă din molecule de un anumit tip. În condiții obișnuite, lumina vizibilă este absorbită sau emisă atunci când electronii dintr-un atom sau dintr-o moleculă sunt excitați pe orbite de energie mai înaltă sau, respectiv, revin pe orbite de energie mai joasă. Electronii se mai pot și desprinde de atomi și, deplasându-se printr-un fir metalic, produc un curent electric.

În toate aceste fenomene — chimice, optice sau electrice — nucleul atomului este esențialmente inert. Dar nucleul însuși este un sistem compus, având proprii lui constituenți, particule cunoscute sub numele de protoni și neutroni. Protonul are o sarcină electrică egală și de semn opus sarcinii electronului; neutronul este neutru din punct de vedere electric. Protonul are o masă de $1{,}6726 \times 10^{-27}$ kg, masa neutronului este puțin mai mare ($1{,}6750 \times 10^{-27}$ kg), iar masa electronului este mult mai mică ($9{,}1094 \times 10^{-31}$ kg). Protonii și neutronii din nuclee, ca și electronii din jurul nucleelor,

---

* Pentru o scurtă discuție a notației științifice, vezi caseta de la sfârșitul acestui capitol. (*N.a.*)

pot fi excitați în stări de energie mai înaltă sau, dacă sunt deja excitați, pot cădea înapoi pe o stare de energie mai joasă, dar energiile necesare pentru a excita particulele nucleare din nucleu sunt de un milion de ori mai mari decât energiile necesare pentru a excita electronii din zonele periferice ale atomului.

Toată materia obișnuită e compusă din atomi, care la rândul lor constau din protoni, neutroni și electroni. Ar fi însă o greșeală să tragem concluzia că protonii, neutronii și electronii alcătuiesc lista completă a entităților fundamentale. Electronul este doar un membru al unei familii de particule numite leptoni, dintre care se cunosc acum șase. Protonul și neutronul sunt membri ai unei familii mult mai mari de particule, numite hadroni, din care se cunosc sute. Proprietatea specială care face ca electronii, protonii și neutronii să fie ingredienții omniprezenți ai materiei obișnuite este relativa lor stabilitate. Electronii se consideră că sunt absolut stabili, iar protonii și neutronii (dacă sunt legați într-un nucleu atomic) trăiesc cel puțin 10^{30} ani. Cu puține excepții, toate celelalte particule au timpi de viață foarte scurți, și de aceea sunt foarte rare în universul actual. (Alte particule stabile sunt cele care au masa și sarcina zero sau cu valori foarte mici, și de aceea nu pot fi captate în atomi sau molecule.)

Protonul, neutronul și ceilalți hadroni se consideră acum a fi ei înșiși compuși din constituenți mai simpli numiți cuarci. Un proton constă din doi cuarci de un tip numit „up“ și unul de tipul numit „down“, în timp ce neutronul constă din doi cuarci down și unul up. Există încă alte patru tipuri de cuarci, care sunt prea instabili pentru a fi găsiți în materia obișnuită, deși avem indicii că anumite stele ar putea fi compuse dintr-un număr egal de cuarci up, cuarci down și un al treilea tip de cuarci numit „strange“. Din câte se știe, electronul și membrii familiei de leptoni sunt cu adevărat elementari. Dar, elementare sau nu, doar particulele

care alcătuiesc atomii obișnuiți — protonii, neutronii și electronii — ne vor preocupa în această carte.

Așa cum antica Abdera simbolizează pentru noi nașterea atomismului, există un loc cu care este în mod special asociată descoperirea constituenților atomului: laboratorul Cavendish al Universității Cambridge. Acolo, în 1897, Joseph John Thomson (1856–1940) a efectuat experimentele cu raze catodice care l-au condus la concluzia că există o particulă — electronul — care este purtătorul electricității și în același timp un constituent de bază al tuturor atomilor. La Cavendish, în 1895–1898, și-a început Ernest Rutherford (1871–1937) cercetările asupra radioactivității, și la Cavendish s-a întors Rutherford în 1919, după ce descoperise nucleul atomic, pentru a-i urma lui Thomson ca șef al catedrei Cavendish de fizică experimentală și pentru a fonda ceea ce a fost multă vreme centrul cel mai important de fizică nucleară. Lista constituenților atomului a fost completată la Cavendish în 1932, când James Chadwick (1891–1974) a descoperit neutronul.

Am vizitat pentru prima oară laboratorul Cavendish în primăvara lui 1962, când venisem pentru un an la Londra ca foarte tânăr fizician al Universității Berkeley din California. Laboratorul ocupa în continuare clădirile inițiale din piatră cenușie de la Free School Lane, unde își avea sediul din 1874, pe terenul cumpărat de Universitatea Cambridge în 1786 pentru a fi folosit ca grădină botanică. Mi-l amintesc ca pe o crescătorie de iepuri formată din camere mici legate între ele printr-o rețea incomprehensibilă de scări și coridoare. Era foarte diferit de marele laborator de radiații din California, care domina impunător golful de pe versantul însorit al dealurilor Berkeley unde era plasat. Laboratorul Cavendish dădea impresia că era scena nu atât a unui asalt masiv asupra secretelor naturii, cât a unei campanii de gherilă, un efort cu resurse limitate, în care armele de bază erau inteligența și curajul unor personalități de talent.



Exteriorul laboratorului Cavendish de la Cambridge, așa cum arăta începând din timpul lui Maxwell. Clădirea este acum folosită în alte scopuri, iar laboratorul s-a mutat într-un sediu mai modern.

Laboratorul Cavendish își avea originea în raportul unui comitet universitar care se reunise în iarna lui 1868–1869 ca să decidă cum să-i găsească un loc fizicii experimentale la Cambridge. Era epoca unui entuziasm larg răspândit pentru știința experimentală. Un nou mare laborator de fizică experimentală se deschisese de curând la Berlin, iar laboratoare universitare se construiau la Oxford și Manchester. Cambridge nu jucase un rol important în știința experimentală, în ciuda (sau poate tocmai din cauza) unei tradiții excepționale în matematică ce data de pe vremea șefului catedrei Lucasiene de matematică din secolul al XVII-lea, Isaac Newton. Dar empirismul era acum la modă, iar comitetul a cerut un nou post de profesor de fizică experimentală și o nouă clădire care să găzduiască cursurile și experimentele.

Mai rămânea să se găsească fonduri și un profesor. Prima cerință a fost repede îndeplinită. Rectorul universității la acea dată era William Cavendish, al șaptelea duce de Devonshire și membru al unei familii care îl dăduse pe distinsul fizician Henry Cavendish (1731–1810), primul care a măsurat în laborator forța de atracție a gravitației între corpuri. Devonshire se descurcase excelent ca matematician pe vremea când era student la Cambridge, iar apoi a continuat să se descurce încă și mai bine făcând bani în industria oțelului din Lancashire. În octombrie 1870, el i-a scris prorectorului universității, oferindu-se să pună la dispoziție fondurile necesare pentru clădire și aparatură — circa 6 300 de lire sterline. Când clădirea a fost terminată în 1874, o scrisoare de mulțumire (în latină) i-a fost trimisă lui Devonshire, cu propunerea de a i se da laboratorului numele familiei Cavendish.

Se spera ca primul profesor la catedra Cavendish să fie Sir William Thomson (1824–1907), ulterior Lordul Kelvin, cel mai renumit fizician experimentator din Marea Britanie. Dar Thomson a dorit să rămână la Glasgow, iar în locul lui postul de profesor la catedra Cavendish i-a revenit

altui scoțian: James Clerk Maxwell (1831–1879), care la vârsta de 39 de ani trăia retras la moșia sa din Glenair.

Maxwell este în general considerat cel mai mare fizician apărut între Newton și Einstein, dar este ciudat să ne gândim la el ca la un profesor de fizică experimentală. Deși a realizat lucrări experimentale onorabile asupra percepției culorilor (împreună cu soția sa) și asupra rezistenței electrice, renumele său se bazează aproape în întregime pe lucrările sale teoretice. În primul rând, Maxwell a fost cel care a formulat ecuațiile ce descriu fenomenele electricității și magnetismului, și a folosit apoi aceste ecuații pentru a prezice existența undelor electromagnetice, explicând astfel natura luminii. Unificarea realizată de Maxwell a teoriilor electricității și magnetismului într-o singură teorie a electromagnetismului a fost de atunci și până în prezent o paradigmă pentru eforturile fizicienilor teoreticieni. Deși lucrările lui Maxwell au conferit un mare prestigiu catedrei Cavendish, laboratorul Cavendish nu s-a dezvoltat ca un centru de prim rang în timpul său. De exemplu, existența undelor electromagnetice a fost demonstrată experimental nu în laboratorul Cavendish, ci la Karlsruhe, de fizicianul german Heinrich Hertz (1857–1894).

După moartea lui Maxwell în 1879, postul de șef al catedrei Cavendish i-a fost oferit din nou lui William Thomson, care l-a refuzat din nou. De astă dată postul a fost preluat de John William Strut (1842–1919), al treilea lord Rayleigh. Rayleigh, care avea talent atât ca teoretician (dar nu la nivelul lui Maxwell), cât și ca experimentator, s-a ocupat de o mare diversitate de probleme din fizică. Chiar și azi, dacă cineva e confruntat cu o problemă de hidrodinamică sau optică, un loc potrivit de unde să înceapă să caute o soluție este colecția lucrărilor sale. Sub conducerea lui Rayleigh laboratorul Cavendish a rămas mic, majoritatea cercetărilor constând din lucrările proprii ale lui Rayleigh, dar s-au făcut importante îmbunătățiri. S-au cumpărat noi aparate, pro-

cesul didactic a fost reorganizat, a fost deschis un atelier și, începând din 1882, femeile au fost admise în condiții egale cu bărbații. În 1884, Rayleigh a demisionat de la conducerea catedrei Cavendish și, la puțin timp după aceea, a acceptat postul mai puțin solicitant de profesor la Institutul Regal din Londra.

Din nou postul de profesor la catedra Cavendish i-a fost oferit lui William Thomson (acum Lordul Kelvin), și din nou Kelvin a decis să rămână la Glasgow. Următoarea alegere evidentă era între R.T. Glazebrook și W.N. Shaw, care făceau cea mai mare parte a muncii de pregătire a aparaturii pentru cursuri și experimente. Spre surpriza aproape generală, postul i-a revenit unui om tânăr cu un talent mai degrabă matematic — J.J. Thomson. Deși nu e clar dacă au existat atunci motive întemeiate pentru această decizie, ea a fost alegerea potrivită. Urmând sfatul lui Rayleigh, Thomson și-a început lucrările experimentale epocale asupra razelor catodice. O mulțime de experimentatori talentați au venit să lucreze acolo, între care, în 1895, un tânăr neo-zeelandez, Ernest Rutherford. Scena era acum pregătită pentru descoperirea constituenților atomului.

Notația științifică sau exponențială

Atomii și particulele subatomice sunt foarte mici, și ele există în număr mare în orice bucată obișnuită de materie. Nu am ajunge nicăieri dacă am vorbi despre ele fără a folosi o notație convenabilă, „științifică“ sau „exponențială“ pentru numere foarte mari și numere foarte mici. Această notație utilizează puteri ale lui zece: 10^1 este chiar 10; 10^2 este produsul a doi de zece, sau 100, și așa mai departe. De asemenea, 10^{-1} este inversul lui 10^1, sau 0,1; 10^{-2} este inversul lui 10^2, sau 0,01 și așa mai departe. (Adică, 10^n este unu urmat de n zerouri, iar 10^{-n} reprezintă virgula zecimală urmată de

n–1 zerouri și un unu.) Dăm mai jos o listă a puterilor lui 10, cu denumirea și cu prefixele folosite pentru numele lor.

Puterea lui 10	Numele românesc	Prefixul
10^{1}	zece	deca
10^{2}	sută	hecto
10^{3}	mie	kilo
10^{6}	milion	mega
10^{9}	miliard	giga
10^{12}	bilion	tera
10^{-1}	zecime	deci
10^{-2}	sutime	centi
10^{-3}	miime	mili
10^{-6}	milionime	micro
10^{-9}	miliardime	nano
10^{-12}	bilionime	pico
10^{-15}	trilionime	femto

De exemplu, 10^{3} grame reprezintă un kilogram; 10^{-2} metri reprezintă un centimetru, iar 10^{-3} amperi un miliamper. Important este că această notație științifică nu doar ne scutește de a scrie cuvinte ca „trilionime“, ci face și matematica foarte ușoară. Dacă vrem să înmulțim 10^{23} cu 10^{5}, facem produsul a 23 de zece cu produsul a 5 de zece, deci în total 28; prin urmare rezultatul e 10^{28}. La fel, dacă vrem să înmulțim 10^{23} cu 10^{-19} (sau să împărțim 10^{23} la 10^{19}), atunci împărțim produsul a 23 de zece la produsul a 19 de zece; deci rezultatul este 10^{4}.

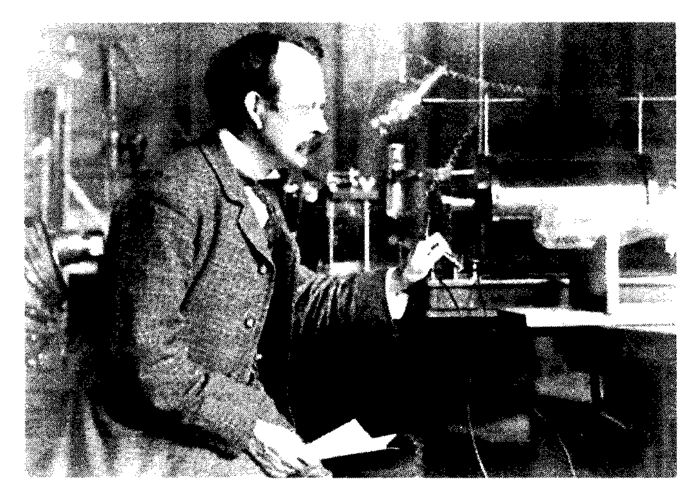
Aceasta e regula generală: la înmulțirea puterilor lui 10 exponenții se adună; la împărțire exponenții se scad. Conform acestei reguli zece la orice putere împărțit la zece la aceeași putere dă zece la puterea zero; deci 10^{0} este egal cu 1. Pentru a trata numerele care nu sunt o putere a lui 10, le putem scrie întotdeauna ca un număr

între 1 și 10 înmulțit cu o putere a lui 10: astfel 186 324 este $1{,}86324 \times 10^5$, iar 0,0005495 este $5{,}495 \times 10^{-4}$. La înmulțirea sau la împărțirea unor astfel de numere, înmulțim sau împărțim numerele care însoțesc puterile lui zece și combinăm puterile lui zece ca mai înainte; astfel $1{,}86324 \times 10^5$ înmulțit cu $5{,}495 \times 10^{-4}$ este produsul lui $1{,}86324 \times 5{,}495 = 10{,}238$ cu $10^5 \times 10^{-4} = 10^1$, pe care îl putem scrie și ca $1{,}0238 \times 10^2$. În zilele noastre notația științifică este foarte larg folosită, începând din paginile lui *Scientific American* și până la calculatoarele electronice care se pot cumpăra cu 20 USD (2×10^1 USD), și va fi folosită frecvent în această carte.

2
Descoperirea electronului

Secolul XX a fost martorul înțelegerii treptate a faptului că toată materia e compusă din câteva tipuri de particule elementare — unități minuscule care par să nu mai poată fi divizate. Lista tipurilor de particule elementare s-a schimbat de multe ori în timpul acestui secol atunci când s-au descoperit noi particule și s-a constatat că cele vechi sunt compuse din constituenți mai simpli. Conform ultimei numărători, există în jur de șaisprezece tipuri cunoscute de particule elementare. Dar, de-a lungul tuturor acestor schimbări, un tip de particulă a ramas mereu pe listă: electronul.

Electronul a fost prima dintre particulele elementare care a fost identificată în mod clar. Este de asemenea de departe cea mai ușoară particulă elementară (în afara câtorva tipuri de particule neutre din punct de vedere electric, care au masă mică sau nu au masă deloc) și una din puținele particule care nu se pot dezintegra în alte particule. Ca o consecință a masei mici, a sarcinii și a stabilității, electronul are o importanță unică în fizică, chimie și biologie. Curentul electric printr-un fir conductor nu e altceva decât un flux de electroni. Electronii participă la reacțiile nucleare care produc căldura în soare. Și mai important, orice atom normal din univers constă dintr-un miez dens (nucleul) înconjurat de un nor de electroni. Diferențele chimice dintre un element și altul depind aproape în întregime de numărul de electroni din atom, iar forțele chimice care mențin atomii legați în substanțe se datorează atracției dintre electronii din fiecare atom și nucleele celorlalți atomi.



J.J. Thomson în timpul unui curs în care face o demonstrație cu tubul electromagnetic.

Descoperirea electronului este atribuită de obicei, și pe bună dreptate, fizicianului englez Sir Joseph John Thomson (1856–1940). Thomson a intrat la Universitatea din Cambridge ca student bursier în 1876. După ce s-a clasat al doilea la examenul de matematică din 1880, a obținut o bursă la Trinity, vechiul colegiu din Cambridge al lui Isaac Newton, și a rămas membru al Trinity pentru următorii 60 de ani de viață. Primele lucrări ale lui Thomson au fost în principal matematice, și nu deosebit de importante; de aceea a fost oarecum surprins când în 1884 a fost ales șef al catedrei Cavendish de fizică experimentală. În cercetările sale experimentale și câtă vreme a condus laboratorul Cavendish, din 1884 până în 1919, și-a adus Thomson cele mai mari contribuții în fizică. De fapt, el nu era îndemânatic în efectuarea experimentelor; unul din primii lui asistenți își amintea că „J.J. era foarte stângaci și a trebuit să nu îl încurajez să pună mâna pe instrumente". Talentul lui — care e cel mai important lucru atât pentru teoreticieni cât și pentru experimentatori —

consta în a ști mereu care este următoarea problemă ce trebuie atacată.

Din ce există scris despre el, înțeleg că Thomson era foarte iubit de colegii și studenții lui. E sigur că a primit mari onoruri: premiul Nobel în 1906, titlul de cavaler în 1908, președinția Societății Regale în 1915. A servit Marea Britanie în Primul Război Mondial ca membru în Comitetul de Investigații și Cercetare, iar în 1918 a fost numit profesor la Trinity College, post pe care l-a ocupat până cu puțin timp înainte de a muri. A fost înmormântat la Westminster Abbey, nu departe de Newton și Rutherford.

La puțin timp după preluarea catedrei Cavendish, Thomson și-a început investigațiile asupra naturii descărcărilor electrice în gaze rarefiate, în particular asupra tipului de descărcări cunoscute sub numele de raze catodice. Aceste fenomene spectaculoase erau suficient de interesante în sine, dar studiul lor l-a condus pe Thomson la o problemă și mai interesantă: aceea a naturii electricității. Concluziile lui, conform cărora electricitatea este un flux de particule cunoscute azi sub numele de electroni, au fost publicate în trei articole în 1897.[1] Dar înainte de a ne ocupa de cercetările lui Thomson, să trecem în revistă eforturile făcute anterior pentru a înțelege natura electricității.

Privire retrospectivă: natura electricității*

Se știa de multă vreme că o bucată de chihlimbar frecată cu o blană capătă forța de a atrage mici fragmente de păr sau alte materiale. Platon se referea în dialogul *Timaios* la „miracolul atracției chihlimbarului".[2] Pe la începutul Evului

* Aceste lucruri sunt foarte cunoscute, iar relatarea mea se bazează aproape exclusiv pe surse secundare. Le prezint aici deoarece ne dau o idee despre ce se știa și ce nu se știa în legătură cu electricitatea atunci când au început experimentele asupra razelor catodice. (*N.a.*)

Mediu, s-a constatat că această forță o au și alte materiale, de pildă forma comprimată de cărbune cunoscută sub numele de lignit. Cea mai veche observație consemnată despre această proprietate a lignitului pare să fie cea a Venerabilului Bede (673–735), călugărul englez care a studiat și mareele, a calculat data Paștelui pentru următoarele secole și a scris una din cele mai mari cărți de istorie ale omenirii, *Istoria ecleziastică a Angliei*. În istoria sa, Bede notează că lignitul, „ca și chihlimbarul, când este încălzit prin frecare, se lipește de tot ce se aplică pe el."[3] (Bede face aici o confuzie, privind cauza atracției electrice, între frecarea însăși și căldura pe care o produce — confuzie ce s-a repetat deseori până în secolul al XVIII-lea.) Alte substanțe, precum sticla, sulful, ceara și pietrele prețioase, au fost identificate ca având proprietăți similare de către fizicianul englez William Gilbert (1544–1603), președintele Societății Regale de Chirurgie și medicul de curte al Elisabetei I și al lui Iacob I. Gilbert a fost cel ce a introdus termenul *electric* (în textul lui latinesc *electrica*), de la numele grec *electron* (ηλεκτρον) al chihlimbarului.[4]

Descoperirea atracției electrice la atât de multe substanțe diferite a condus în mod natural la ideea că electricitatea nu este o proprietate intrinsecă a substanțelor înseși, ci mai degrabă un fel de fluid (Gilbert îl numea „efluviu") care e produs sau transferat atunci când corpurile se freacă între ele și care se răspândește scurgându-se în obiectele apropiate. Această imagine a fost sprijinită de descoperirea conducției electrice de către Stephen Gray (1667–1736). În 1729, în timp ce era un „frate sărac" al azilului Charterhouse din Londra, Gray a relatat într-o scrisoare către câțiva membri ai Societății Regale că „forța electrică" a unui tub de sticlă frecat poate fi transmisă altor corpuri, fie prin contact direct, fie printr-un fir care le leagă, astfel încât „să le confere aceeași proprietate de a atrage sau respinge mici corpuri pe care o avea și tubul".[5] Devenise clar că, indiferent ce era electricitatea,

ea putea fi separată de corpul în care a fost produsă. Dar problema naturii electricității a devenit mai complicată atunci când s-a descoperit că un corp electrizat poate fie să atragă, fie să respingă alte corpuri electrizate, conducând astfel la întrebarea dacă există doar un tip de electricitate sau două.

Printre cei ce au observat primii respingerea electrică s-au numărat Niccolo Cabeo (1586–1650)[6] și Francis Hauksbee (1666–1713), un angajat plătit pentru demonstrații experimentale științifice la Societatea Regală din Londra. Într-o comunicare către Societatea Regală în 1706, Hauksbee a arătat că, atunci când un tub de sticlă este electrizat prin frecare, el atrage mai întâi mici fragmente de tablă de alamă dar, după ce fragmentele vin în contact cu tubul, ele sunt respinse de acesta.

Alte complicații au fost descoperite în Franța de către unul din cei mai multilaterali oameni de știință ai secolului al XVIII-lea, Charles-François de Cistenay Du Fay (1698–1739). Chimist la Academia de Științe și administrator al Grădinii Botanice regale, Du Fay a scris articole privind aproape orice subiect științific imaginabil, incluzând geometria, pompele de incendiu, pietrele prețioase artificiale, fosforescența, varul stins, plantele și roua. În 1733 el a aflat de experimentele lui Stephen Gray și a început să se ocupe de electricitate. Curând el a observat că mici fragmente de metal care au fost în contact cu un tub de sticlă electrizat se resping între ele (așa cum observaseră Cabeo și Hauksbee) dar *atrag* bucățelele de metal ce au fost în contact cu o bucată electrizată de un anume tip de rășină, copalul. Du Fay a tras concluzia că „există două electricități, foarte diferite una de alta; pe una am numit-o electricitate vitroasă; pe cealaltă electricitate rășinoasă."[7] Electricitatea „vitroasă" (de la latinescul *vitreus*, sticlos) se produce atunci când substanțe precum sticla, cristalul sau pietrele prețioase sunt frecate, în special cu mătase. Electricitatea „rășinoasă" se produce atunci când rășini precum chihlimbarul sau copalul sunt fre-

cate, în special cu o blană. În același timp, mătasea folosită pentru a freca sticla capătă electricitate rășinoasă, iar blana folosită pentru a freca rășina capătă electricitate vitroasă. Atât electricitatea vitroasă cât și cea rășinoasă se presupunea că atrag materia obișnuită, iar electricitatea vitroasă se presupunea că o atrage pe cea rășinoasă, dar corpurile care purtau electricitate vitroasă se resping reciproc, și la fel pentru electricitatea rășinoasă. Adică, tipurile diferite de electricitate se atrag, dar tipurile identice se resping. O bucățică de metal care s-a aflat în contact cu un tub de sticlă frecată a luat o parte din electricitatea vitroasă a tubului și de aceea va fi respinsă de acesta; iar o bucățică de metal ce a fost în contact cu o vergea de chihlimbar sau de copal frecată va prelua o parte din electricitatea rășinoasă a vergelei, și va fi din nou respinsă de aceasta, dar cele două bucățele de metal se vor atrage între ele, deoarece poartă tipuri diferite de electricitate.

Gray și Du Fay nu scriau despre electricitate ca despre un fluid, ci mai degrabă ca despre o stare ce poate fi indusă în materie. Abatele Jean-Antoine Nollet (1700–1770), preceptor al familiei regale franceze și profesor la Universitatea din Paris, a fost cel care a interpretat cele două tipuri de electricitate ale lui Du Fay ca fiind două tipuri diferite de fluid electric, unul vitros și celălalt rășinos.

Teoria celor două fluide era în concordanță cu toate experimentele ce puteau fi efectuate în secolul al XVIII-lea. Dar pasiunea fizicienilor pentru simplitate nu îi lasă să accepte o teorie complicată atunci când poate fi găsită una mai simplă. Teoria cu două fluide a electricității a fost curând confruntată cu o teorie bazată pe un singur fluid, propusă mai întâi de medicul și naturalistul londonez William Watson (1715–1787) iar apoi, într-un mod mai clar și mai convingător, de savantul Benjamin Franklin (1706–1790) din Philadelphia.

Franklin a început să fie preocupat de electricitate în 1743 când, în timpul unei vizite la Boston, s-a întâmplat să fie

martorul experimentelor electrice realizate de un oarecare dr Adam Spencer, cunoscut predicator din Scoția. Curând, Franklin a primit câteva tuburi de sticlă și instrucțiuni de la un corespondent din Londra, fabricantul și naturalistul Peter Collins, și și-a început propriile experiențe și speculații, pe care le-a descris într-o serie de scrisori către Collins. Pe scurt, Franklin a conchis că electricitatea constă dintr-un singur tip de fluid, format din „particule extrem de subtile", care putea fi identificat cu ceea ce Du Fay numise electricitate vitroasă. (Franklin nu cunoștea lucrările lui Du Fay și nu a folosit această terminologie.) Franklin a presupus că materia obișnuită păstrează electricitatea în ea ca un „burete". Atunci când un tub de sticlă e frecat cu o bucată de mătase, o parte din electricitatea din mătase este transferată sticlei, lăsând un deficit în mătase. Acest deficit de electricitate trebuie identificat cu ceea ce Du Fay a numit electricitate rășinoasă. La fel, atunci când se freacă o vergea de chihlimbar cu o blană, o parte din electricitate este transferată, dar de astă dată de la vergea la blană, lăsând un deficit de electricitate în vergea; din nou, deficitul de electricitate din vergea și excesul din blană se pot identifica cu electricitatea rășinoasă și, respectiv, cu cea vitroasă a lui Du Fay. Franklin a considerat deficitul de electricitate ca fiind electricitate *negativă*, iar excesul ca fiind electricitate *pozitivă*; cantitatea de electricitate (pozitivă sau negativă) dintr-un corp a fost numită de el *sarcina* electrică a corpului. Acești termeni sunt cei care se folosesc și astăzi.

Franklin a introdus de asemenea ipoteza fundamentală a conservării sarcinii. Electricitatea nu e niciodată creată sau distrusă, ea poate fi doar transferată. Deci, când o vergea de sticlă este frecată cu mătase, sarcina electrică pozitivă din vergea este exact egală numeric cu sarcina negativă din mătase; echilibrând sarcina pozitivă cu cea negativă, sarcina totală rămâne zero.

Cum se explică însă atracția și respingerea ? Franklin a presupus că electricitatea se respinge pe ea însăși, dar atrage



Benjamin Franklin în 1762. Observați aparatul din spatele său; poziția celor două bile arată că deasupra se află un nor încărcat.

materia ce o conține. Astfel, respingerea observată de Cabeo între bucățile de tablă de alamă ce se aflaseră în contact cu o vergea de sticlă frecată pot fi înțelese admițând că aceste mici fragmente de metal conțin toate un exces de electricitate, în timp ce atracția pe care a observat-o Du Fay între asemenea bucățele de metal și altele care au fost în contact cu o vergea de rășină frecată pot fi înțelese admițând că acestea din urmă au un deficit de electricitate, astfel încât atracția dintre materia lor și electricitatea primelor bucățele va domina. Astfel se explica în mod simplu respingerea observată între două corpuri care poartă fiecare electricitate „vitroasă", precum și atracția observată între un corp ce poartă electricitate „rășinoasă" și unul ce poartă electricitate „vitroasă".

Dar cum se explică atunci respingerea dintre două corpuri care poartă electricitate rășinoasă, de pildă două bucățele de metal ce au fost în contact cu o vergea de chihlimbar frecată în prealabil? Această lacună din teoria unui singur fluid a lui Franklin a fost completată de Franz Ulrich Theodosius Aepinus (1724–1802), directorul observatorului astronomic din St. Petersburg. După ce a aflat despre ideile lui Franklin, Aepinus a sugerat în 1759 că, în absența unei cantități compensatoare de electricitate, materia obișnuită s-ar respinge pe sine însăși.[8] Astfel, respingerea dintre corpurile ce se presupunea a avea electricitate rășinoasă se explică prin respingerea dintre substanțele corpurilor cărora li s-a extras o parte din electricitatea pe care o posedă în mod normal. Cu această modificare, teoria unui singur fluid a lui Franklin era capabilă să explice toate fenomenele care fuseseră explicate prin teoria celor două fluide a lui Du Fay și Nollet.

Scrisorile lui Franklin au fost strânse de Collinson într-o carte, care până în 1776 apăruse în zece ediții, unele în engleză, iar altele în italiană, germană și franceză.[9] Franklin a devenit o celebritate; a fost ales în Societatea Regală din

Londra și în Academia Franceză de Științe, iar lucrările lui au influențat toate studiile ulterioare asupra electricității din secolul al XVIII-lea. Faima lui Franklin a fost într-adevăr un mare avantaj pentru cele treisprezece colonii americane atunci când, în timpul războiului de independență, Franklin a fost ambasadorul american în Franța. Totuși, în ciuda enormului prestigiu al lui Franklin, problema unuia sau a două fluide a continuat să dezbine fizicienii până târziu în secolul al XIX-lea, și a fost cu adevărat tranșată doar odată cu descoperirea electronului.

Pentru cititorii care nu pot să aștepte până ajungem la descoperirea electronului spre a afla care dintre cele două teorii, cea a unui fluid sau cea a două fluide, este corectă — răspunsul este că amândouă sunt corecte. În condiții normale, electricitatea este purtată de particulele numite electroni care, așa cum a presupus Franklin, posedă electricitate numai de un tip. Dar Franklin a făcut o presupunere greșită în privința tipului de electricitate. De fapt, electronii poartă electricitate de tipul pe care Du Fay o numea „rășinoasă“, și nu de tipul „vitros“. (Fizicienii continuă să folosească convenția lui Franklin de a numi „vitroasă“ electricitatea pozitivă și „rășinoasă“ electricitatea negativă, de aceea suntem puși în situația nefavorabilă de a spune că purtătorii obișnuiți ai electricității au sarcină electrică negativă.) Astfel, când un tub de sticlă este frecat cu o bucată de mătase, tubul culege electricitate vitroasă iar mătasea capătă electricitate rășinoasă, deoarece electronii sunt transferați de la tub către mătase. Pe de altă parte, atunci când o vergea de chihlimbar e frecată cu o blană, electronii trec din blană în vergea.

În atomii materiei obișnuite, electronii sunt legați de nucleele atomice compacte, care conțin cea mai mare parte a masei oricărei substanțe și sunt în mod normal imobile în corpurile solide. Așa cum a presupus Franklin, electronii se resping între ei, iar electronii și nucleele se atrag reciproc; și așa cum a presupus Aepinus, nucleele atomice resping alte

nuclee. Dar este convenabil să ne gândim că electricitatea pozitivă sau vitroasă a materiei este localizată în nuclee, și nu s-o privim doar ca pe absența electronilor. Într-adevăr, dizolvând solidele, de pildă sarea, în apă, este posibil să separăm nucleele atomice (deși ele vor fi aproape întotdeauna însoțite de câțiva electroni), și în acest caz putem să avem un flux de particule care poartă electricitate pozitivă (sau vitroasă). În plus, există alte particule, numite pozitroni, care sunt identice cu electronii în toate privințele cu excepția faptului că poartă sarcină electrică pozitivă. De aceea, într-un sens profund Du Fay a avut dreptate când a adoptat o tratare simetrică a celor două tipuri de sarcină electrică: electricitatea pozitivă și cea negativă (sau rășinoasă și vitroasă) sunt fundamentale în egală măsură.

Cititorul se poate întreba, evident, de ce atunci când chihlimbarul este frecat de blană electronii trec din blană în chihlimbar, dar atunci când sticla e frecată de mătase electronii trec din sticlă în mătase. Oricât ar părea de ciudat, nu cunoaștem încă răspunsul. Chestiunea privește fizica suprafețelor unor corpuri solide complexe cum e mătasea sau firul de păr, iar această ramură a fizicii nu a atins încă nivelul la care să putem face predicții clare. În mod pur empiric, s-a alcătuit o listă de substanțe numită secvența triboelectrică, din care extragem următorul șir:[10]

blana de iepure/lucita/sticla/cuarțul/lâna/blana de pisică/mătasea/bumbacul/lemnul/chihlimbarul/rășinile/metalele/teflonul

Substanțele de la începutul listei tind să piardă electroni, iar cele de la sfârșitul listei au tendința să-i primească. Astfel, dacă două obiecte se freacă unul de altul, cel aflat mai aproape de începutul listei va tinde să capete o sarcină electrică pozitivă, sau vitroasă, iar cel aflat mai aproape de sfârșit va tinde să obțină o sarcină negativă, sau rășinoasă. Electrizarea este cu atât mai intensă cu cât corpurile sunt la distanță mai mare în șirul triboelectric. De exemplu, este mai ușor să electrizezi chihlimbarul frecându-l cu blană de-

cât să electrizezi sticla prin frecare cu mătase. Șirul tribo-electric nu este bine înțeles teoretic, iar o schimbare meteorologică poate afecta pozițiile relative ale diferitelor substanțe.

Este o ironie a sorții faptul că nu avem încă o înțelegere a electrizării prin frecare, deși a fost primul fenomen electric studiat în mod științific. Dar aceasta e calea pe care știința progresează deseori — nu rezolvând toate problemele pe care ni le pune natura, ci selectând problemele care sunt cât mai lipsite de complicațiile irelevante și care ne permit astfel să ajungem la principiile fundamentale ce stau la baza fenomenelor fizice. Studiul electricității produse prin frecare a jucat un mare rol prin faptul că ne-a arătat că există ceva numit electricitate și că ea poate exercita forțe de atracție și respingere, dar procesul efectiv al electrizării prin frecare este prea complicat pentru a ne permite o înțelegere mai profundă a proprietăților cantitative ale electricității. La sfârșitul secolului al XVIII-lea atenția fizicienilor începea deja să se orienteze spre alte fenomene electrice.

DESCĂRCĂRI ELECTRICE ȘI RAZE CATODICE

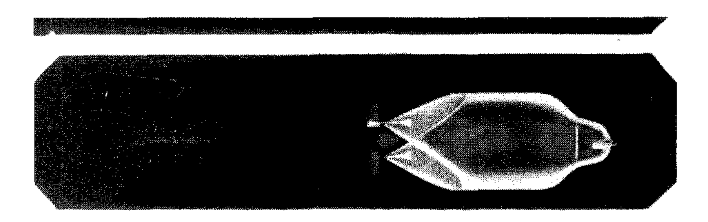
După Franklin, studiul electricității s-a extins pentru a cuprinde detaliile cantitative ale atracției și respingerii electrice și legătura electricității cu magnetismul și chimia. Vom avea de-a face cu aceste subiecte mai târziu; pentru moment, să urmărim o direcție a descoperirilor, și anume descărcarea electricității în gaze rarefiate și în vid.

Prima descărcare electrică cunoscută și cea mai spectaculoasă este desigur fulgerul. Deși faptul că fulgerul este de natură electrică a fost demonstrat în 1752 printr-o experiență celebră sugerată de Franklin, fulgerul este atât de sporadic și de necontrolabil încât studiul său poate dezvălui prea puține despre natura electricității. Dar, începând din secolul

al XVIII-lea, un mod mai controlabil de descărcare electrică devenea accesibil studiului științific.

În 1709, Hauksbee a observat că atunci când aerul dintr-un recipient de sticlă era pompat afară până când presiunea ajungea la 1/60 din presiunea normală a aerului, iar recipientul era atașat la o sursă de electricitate produsă prin frecare, o lumină stranie putea fi văzută în interiorul vasului. Fulgerări de lumină similară fuseseră deja observate în vidul parțial de deasupra mercurului din barometre. În 1748, Watson a descris lumina dintr-un tub vidat de 32 de țoli (80 cm) ca pe un „arc de flacără scânteietoare". Alte observații au fost înregistrate de abatele Nollet, de Gottfried Heinrich Grummont (1719–1776) și de marele Michael Faraday, despre care vom vorbi pe larg mai târziu.

Natura acestei lumini nu a fost înțeleasă la început, dar azi știm că ea este un fenomen secundar. Atunci când un curent electric străbate un gaz, electronii se ciocnesc cu atomii gazului și le transmit o parte din energia lor, care este apoi reemisă sub formă de lumină. Luminile fluorescente și reclamele cu neon de azi se bazează pe același principiu, culoarea lor fiind determinată de culoarea luminii care este emisă în mod preferențial de atomii gazului: portocaliu pentru neon, alb-rozaliu pentru heliu, albastru-verzui pentru mercur și așa mai departe. Importanța fenomenului pentru istoria științei electricității rezidă însă nu în lumina eliberată în descărcarea electrică, ci în curentul electric însuși. Când electricitatea se acumulează pe o vergea de chihlimbar, sau când un curent electric trece printr-un fir de cupru, proprietățile electricității sunt amestecate în mod inevitabil cu cele ale învelișului solid al chihlimbarului sau al cuprului. De exemplu, ar fi imposibil chiar și azi să determinăm greutatea unei cantități date de electricitate cântărind o vergea de chihlimbar înainte și după ce a fost electrizată; greutatea electronilor este mult prea mică în comparație cu cea a vergelei. Era necesar să se extragă electricitatea ca atare,



Ilustrație a lui William Crookes reprezentând fluorescența provocată de razele catodice într-un tub de descărcare, 1879.

în afara materiei solide sau lichide care o adăpostește în mod normal. Studiul descărcărilor electrice în gaze a fost un pas în direcția bună, dar chiar la o presiune de 1/60 din presiunea atmosferică aerul interfera prea mult cu fluxul de electroni pentru a permite ca natura lor să fie descoperită. Un progres real a devenit posibil doar când gazul însuși a putut fi îndepărtat și oamenii de știință au putut să studieze scurgerea electricității pure prin spațiul aproape vid.

Momentul de cotitură l-a constituit inventarea pompelor de vid cu adevărat eficace. La primele pompe aerul se scurgea prin garniturile de etanșare din jurul unor pistoane. În 1858 Johann Heinrich Geissler (1815–1879) a inventat o pompă care folosea coloane de mercur în loc de pistoane și în consecință nu avea nevoie de garnituri. Cu pompa lui Geissler era posibil să se evacueze aerul dintr-un tub de sticlă până când presiunea ajunge la câteva zecimi de miimi din presiunea normală a aerului la nivelul mării. Pompa lui Geissler a fost folosită în 1858–1859 într-o serie de experimente asupra conducției electricității în gaze la presiuni joase, efectuate de Julius Plücker (1801–1868), profesor de filozofie naturală la Universitatea din Bonn. În dispozitivul lui Plücker, plăcile de metal din interiorul unui tub de sticlă erau conectate prin fire la o sursă puternică de electricitate. (Folosind terminologia lui Faraday, placa legată la sursa de electricitate pozitivă se numește *anod*, iar placa

legată la sursa de electricitate negativă se numește *catod.*) Plücker a observat că atunci când aproape tot aerul era evacuat din tub, lumina din interior dispărea, dar o strălucire verzuie apărea pe tubul de sticlă din apropierea catodului. Poziția acestei pete strălucitoare nu părea să depindă de locul unde era plasat anodul. Era ca și cum ceva ieșea din catod, se propaga prin spațiul aproape vid al tubului, lovea sticla și apoi era colectat de anod. Câțiva ani mai târziu, Eugen Goldstein (1850–1930) a introdus un nume pentru acest misterios fenomen: *Cathodenstrahlen*, sau raze catodice.

Știm acum că aceste raze sunt fluxuri de electroni. Ei sunt proiectați din catod de respingerea electrică, navighează prin spațiul aproape gol din interiorul tubului, lovesc sticla depozitându-și în atomii ei energia care este apoi reemisă ca lumină vizibilă, iar în final sunt atrași de anod, prin intermediul căruia se întorc la sursa de electricitate. Dar acest lucru era departe de a fi evident pentru fizicienii din secolul al XIX-lea. Multe indicii diferite au fost descoperite, și vreme îndelungată ele au părut să conducă în direcții diferite.

Plücker însuși a fost indus în eroare de faptul că, atunci când catodul era de platină, o peliculă de platină se depunea pe pereții becului de sticlă. El s-a gândit că razele ar putea consta din mici părticele din materialul catodului. Azi știm că respingerea electrică pe care o resimte materialul catodului face într-adevăr ca mici fragmente de pe suprafața lui să se rupă (fenomen cunoscut sub numele de împroșcare), dar aceasta nu are în realitate nimic de-a face cu razele catodice în general. De fapt, Goldstein a arătat în 1870 că proprietățile razelor catodice nu depind de materialul din care e făcut catodul.

Plücker a mai observat că poziția luminii strălucitoare de pe pereții tubului putea fi deplasată așezând un magnet aproape de tub. După cum vom vedea, acesta a fost un semn că razele constau din particule încărcate cu sarcină electrică de un anumit tip. Studentul lui Plücker J.W. Hittorf



Sir William Crookes, la 79 de ani.

(1824–1914) a observat că mici corpuri solide plasate lângă un mic catod lăsau umbre pe pereții strălucitori ai tubului. De aici el a dedus că razele se propagă de la catod în linie dreaptă. Aceleași fenomene au fost observate în 1878–1879 de fizicianul, chimistul și spiritistul Sir William Crookes (1832–1919), iar ele l-au condus pe Crookes să conchidă că razele erau molecule de gaz din interiorul tubului, care se întâmpla să capteze o sarcină electrică negativă de la catod și erau apoi respinse violent de acesta. (Cromwell Varley, un coleg fizician și spiritist din cercul lui Crookes, sugerase încă din 1871 că razele erau „particule rarefiate de materie, proiectate de la polul negativ prin forța electrică".) Dar teoria lui Crookes a fost infirmată de Goldstein, care a observat că într-un tub de raze catodice din care aerul era evacuat până la 1/100 000 din presiunea atmosferică normală, razele se propagă cel puțin 90 de centimetri, în timp ce drumul liber tipic al unei molecule obișnuite de aer la acea presiune este de numai circa 0,6 centimetri.

O teorie foarte diferită a fost elaborată în Germania pe baza observațiilor talentatului experimentator Heinrich Hertz (1857–1894). În 1883, în timp ce era asistent în laboratorul de fizică din Berlin, Hertz a arătat că razele catodice nu erau deviate prea mult de plăci metalice electrizate. Aceasta părea să excludă posibilitatea ca razele catodice să fie particule încărcate electric, deoarece în acest caz razele ar fi fost respinse de placa încărcată cu același tip de sarcină și atrase de placa purtând sarcină opusă. Hertz a tras concluzia că razele erau un fel de unde, ca și lumina. Nu era clar de ce asemenea unde trebuie să fie deviate de un magnet, dar natura luminii nu era atunci foarte bine înțeleasă, iar o deflecție magnetică nu părea imposibilă. În 1891 Hertz a făcut o altă observație ce părea să sprijine teoria ondulatorie a razelor catodice: razele puteau trece prin foițe subțiri de aur și alte metale, așa cum lumina trece prin sticlă.

Dar razele nu erau o formă de lumină. În cercetările sale pentru doctorat, fizicianul francez Jean Baptiste Perrin (1870–1942) a arătat în 1895 că razele depun o sarcină electrică negativă pe un colector de sarcină plasat în interiorul tubului de raze catodice. Știm acum că motivul pentru care Hertz nu observase nici o atracție sau respingere a razelor de către plăcile electrizate este că particulele din rază se deplasau atât de repede, iar forțele electrice erau atât de slabe, încât deviația era prea mică pentru a fi observată. (După cum a recunoscut Hertz, sarcina electrică de pe plăcile sale era parțial anulată de efectele moleculelor gazului rezidual din tub. Aceste molecule erau sparte de razele catodice în particule încărcate, ce erau apoi atrase spre placa de sarcină opusă.) Dar, așa cum arătase Goldstein, dacă razele sunt particule încărcate, ele nu pot fi molecule obișnuite. Atunci ce sunt ele ?

Acesta e momentul în care J.J. Thomson intră în joc. Thomson a încercat mai întâi să măsoare viteza razelor. În 1894 el a obținut o valoare de 200 km pe secundă (1/1500 din viteza luminii), dar metoda lui era defectuoasă și a abandonat mai târziu acest rezultat. Apoi, în 1897, Thomson a reușit acolo unde Hertz dăduse greș: a detectat o deviere a razelor catodice de către forțele electrice dintre raze și plăcile de metal electrizate. Succesul lui s-a datorat în mare măsură folosirii unor pompe de vid mai bune, care au coborât presiunea din tubul cu raze catodice până la nivelul la care efectele gazului rezidual din interiorul tubului au devenit neglijabile. (Unele dovezi privind deviația electrică au fost găsite în aproximativ același timp de Goldstein.) Devierea era către placa încărcată pozitiv și în direcție opusă plăcii negative, confirmând concluzia lui Perrin că razele poartă sarcină electrică negativă.

Problema era acum să se afle ceva cantitativ despre natura misterioaselor particule încărcate negativ ale razelor catodice. Metoda lui Thomson era directă: el acționa cu forțe

electrice și magnetice asupra razelor și măsura cu cât erau ele deviate.* Pentru a înțelege cum a analizat Thomson aceste măsurători, trebuie mai întâi să considerăm modul în care corpurile se mișcă sub influența forțelor în general.

Privire retrospectivă: legile mișcării ale lui Newton

Legile mișcării din fizica clasică au fost așezate de Sir Isaac Newton la începutul marii sale opere, *Principia*.[11] Dintre acestea, principiul fundamental este conținut în cea de-a doua lege, pe care el a exprimat-o prin afirmația că forța necesară pentru a imprima unui corp de o masă dată o anumită accelerație este proporțională cu produsul dintre masă și accelerație. Pentru a înțelege semnificația acestei legi trebuie să înțelegem ce înseamnă accelerația, masa și forța.

Accelerația este rata de variație a vitezei. Adică, așa cum viteza este raportul dintre distanța parcursă de un corp și timpul care s-a scurs în acea mișcare, accelerația este raportul dintre modificarea vitezei unui corp accelerat și timpul în care a avut loc accelerarea. Unitățile în care se măsoară accelerația sunt deci unități de viteză raportate la timp, sau distanță-împărțită-la-timp împărțită la timp. De exemplu, corpurile care cad în apropierea suprafeței Pământului au

---

* Thomson a folosit și o metodă experimentală alternativă, în care a măsurat energia sub formă de căldură și sarcina electrică depusă la capătul tubului de particulele din razele catodice, iar astfel a evitat măsurarea dificilă a deflecției razei de către forțele electrice. Această metodă a fost de fapt mai exactă decât cea bazată pe deviația electrică și magnetică a razelor catodice. Aici prezint mai întâi metoda deflecției electrice/magnetice, nu pentru că a fost istoric mai importantă, ci fiindcă oferă ocazia trecerii în revistă a forțelor electrice, de care voi avea nevoie pentru a ajunge la definiția sarcinii electrice. Cealaltă metodă a lui Thomson va fi prezentată mai jos, după o trecere în revistă a conceptelor de energie și căldură. (*N.a.*)

o accelerație de 9,8 metri-pe-secundă pe secundă. Aceasta înseamnă că, după o secundă, un corp lăsat să cadă în vid pornind din repaus va cădea cu o viteză de 9,8 metri pe secundă, după două secunde va cădea cu 19,6 m/s, și așa mai departe.*

Masa unui corp este cantitatea de materie pe care o conține, indiferent de forma, mărimea sau compoziția sa. Aceasta este o noțiune teribil de imprecisă, dar o anumită imprecizie este inevitabilă, deoarece în fizica clasică nu există nimic „mai fundamental“ în funcție de care să poată fi definită masa. Definiția poate deveni mai precisă specificând că atunci când două corpuri sunt unite între ele, atâta timp cât ele nu produc schimbări unul asupra celuilalt, masa ansamblului de corpuri este egală cu suma maselor corpurilor individuale. Deci putem deseori calcula masa unui sistem complicat pornind de la masele constituenților lui prin simpla lor adunare. Unitatea de masă cel mai des folosită în știință este gramul (g), definit inițial ca fiind masa unui centimetru cub de apă pură la presiune atmosferică normală și la o temperatură de 4° Celsius. Un kilogram (kg) este egal cu 1 000 grame; un miligram (mg) este 0,001 grame. Din 1875 kilogramul a fost definit ca fiind masa unei bare dintr-un aliaj de platină și iridiu, păstrată la Biroul Internațional de Greutăți și Măsuri de la Pavillon de Breteuil, lângă Paris, iar gramul este definit ca o miime dintr-un kilogram.

Forța este mărimea atracției sau a respingerii, indiferent de durata lor și de natura corpului asupra căruia acționează

---

* Deoarece valoarea numerică a vitezei este raportul dintre valorile numerice ale distanței și timpului, iar valoarea numerică a accelerației este raportul valorilor numerice ale vitezei și timpului, este convenabil să înlocuim cuvântul *pe* cu semnul de fracție și să spunem deci că unitățile pentru viteză sunt lungime/timp — de exemplu centimetru/secundă sau mile/oră —, iar unitățile pentru accelerație sunt (distanță/timp)/timp, sau echivalent distanță/timp^2 — de pildă, centimetru/secundă^2 sau mile/oră^2. Astfel, accelerația corpurilor în cădere liberă în apropierea suprafeței Pământului se scrie ca 9,8 metri/secundă^2, sau prescurtat 9,8 m/s^2.

forța. Și aceasta este o definiție extrem de imprecisă. Ea poate deveni mai precisă specificând că două forțe sunt egale dacă un corp asupra căruia cele două forțe acționează în direcții opuse rămâne în repaus, și că, pentru un număr de forțe egale acționând pe aceeași direcție asupra unui corp, forța totală este dată de numărul forțelor înmulțit cu mărimea forțelor individuale. Unitatea de forță ar putea fi dată de forța exercitată de un resort standard alungit pe o anumită distanță. În acest caz, deoarece nu ar exista nici o relație între unitățile folosite pentru forță și cele folosite pentru masă și accelerație, legea a doua a lui Newton s-ar exprima, ca mai sus, spunând că forța necesară pentru a imprima unui corp o anumită accelerație este proporțională cu produsul dintre masa corpului și accelerația lui.

Dar este posibil, și mult mai convenabil, să corelăm definiția unității de forță cu unitățile de masă și accelerație. De exemplu, dacă măsurăm accelerația în metri pe secundă pe secundă și masa în kilograme, trebuie să luăm ca unitate de forță *newton*-ul (N), definit ca mărimea forței care imprimă unui corp cu masa de 1 kilogram o accelerație de 1 metru pe secundă la pătrat. În acest sistem de unități, legea a doua a lui Newton are forma simplă

$$\text{Forța asupra unui corp necesară pentru a-i imprima o anumită accelerație} = \text{Masa corpului} \times \text{Accelerația corpului}$$

Pentru o masă de 1 kilogram și o accelerație de 1 metru pe secundă la pătrat aceasta este chiar definiția unui newton. Formula e valabilă pentru orice alte valori ale masei și accelerației deoarece legea lui Newton ne spune că forța este proporțională cu ambele. De exemplu, dacă masa este de 2 kg și accelerația de 3 m/s^2, atunci forța trebuie să fie de 2×3 ori mai mare decât pentru o masă de 1 kg și o accelerație de 1 m/s^2, deci va fi 6 newtoni. (Vezi Anexa A.)

Câteva comentarii suplimentare asupra legii a doua a lui Newton:

• Atunci când se folosesc alte unități pentru masă și accelerație, putem să aplicăm în continuare legea a doua a lui Newton tot în forma simplă de mai sus, dar trebuie să folosim alte unități pentru forță. De exemplu, legea lui Newton ne spune că forța necesară pentru a imprima unui corp cu masa de 1 gram ($=10^{-3}$ kg) o accelerație de 1 centimetru pe secundă la pătrat (10^{-2} m/s^2) este

$$(10^{-3}\ \text{kg}) \times (10^{-2}\ \text{m/s}^2) = 10^{-5}\ \text{N}.$$

Această unitate de forță se numește dynă. Forța este tot egală cu masa înmulțită cu accelerația dacă exprimăm accelerația în centimetri pe secundă la pătrat, masele în grame și forțele în dyne*.

• Este important să facem distincția între masă și greutate. Greutatea este un tip de forță, acea forță care se exercită asupra corpurilor datorită gravitației. S-a menționat deja că orice corp din apropierea suprafeței Pământului cade cu o accelerație de 9,8 m/s^2; din legea lui Newton rezultă că o masă de 1 kilogram are o greutate de 9,8 newtoni. În mod similar, legea lui Newton spune că o masă de m kilograme are o greutate de 9,8 m newtoni. Faptul că toate corpurile cad cu aceeași accelerație are drept consecință că greutatea este proporțională cu masa. (Această proprietate fundamentală a gravitației a fost indiciul care l-a condus pe Einstein la teoria generală a relativității.) Când punem un obiect pe un cântar, îi măsurăm în realitate greutatea, nu masa; indicația de m kilograme înseamnă de fapt că greutatea este de 9,8 m newtoni. Această distincție devine importantă dacă ne imaginăm că vom cântări corpuri în altă parte decât pe suprafața Pământului. De exemplu, o masă de 1 kilogram cântărește 9,8 newtoni pe suprafața Pământului. Pe suprafața Lunii masa lui este tot de 1 kilogram, dar în gravitația mai slabă a Lunii greutatea lui va fi doar 1,62 newtoni.

---

* Acest sistem de unități este rezervat domeniului științific (*N.t.*).

• Deși legea a doua a lui Newton este folosită pentru a defini unitățile de forță, legea însăși nu este doar o definiție a forței. Chiar și fără o definiție precisă independentă, avem o noțiune intuitivă a forței care dă conținut legii a doua. De exemplu, nu e o simplă definiție să spunem că, dacă un resort alungit îi imprimă unei anumite mase o anumită accelerație, el va imprima unei mase duble o accelerație pe jumătate, și că două astfel de resorturi acționând pe aceeași direcție vor imprima corpului o accelerație dublă. De asemenea, o forță constantă acționând asupra unui corp îi va produce o accelerație constantă, astfel că viteza corpului va crește cu aceeași cantitate în fiecare secundă. Fapte experimentale de acest tip constituie fundamentul legii a doua.

• Ca un caz particular al legii a doua a lui Newton, un corp de masă nenulă, când este acționat cu o forță egală cu zero, va avea o accelerație nulă — adică se va mișca cu viteză constantă. Newton a enunțat acest lucru separat, ca fiind prima lege a mișcării. Cea ce-a treia lege spune că acțiunea este egală cu reacțiunea: dacă un corp exercită o forță asupra altuia, atunci al doilea corp exercită asupra primului o forță egală și de sens contrar.

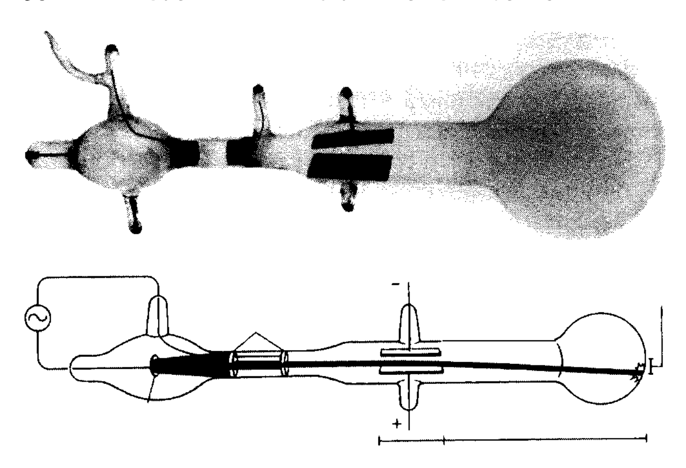
• Este corect să definim viteza ca raportul dintre distanța parcursă și timpul scurs numai dacă viteza este constantă, și este corect să definim accelerația ca raportul dintre modificarea vitezei și timpul scurs numai atunci când accelerația este constantă. Altfel, aceste rapoarte reprezintă viteza medie și, respectiv, accelerația medie. Atunci când viteza sau accelerația sunt variabile, putem defini viteza sau accelerația instantanee în orice moment ca valorile medii ale vitezei sau accelerației pe un interval de timp care tinde către zero, centrat pe acel moment. Legea lui Newton leagă de fapt forța de accelerația instantanee.

• Viteza, accelerația și forța sunt *vectori* — adică au, în afară de mărime, și o direcție. Este adesea convenabil să descriem aceste mărimi în funcție de componentele lor pe anumite direcții. De exemplu, când precizăm viteza unui vapor spunând că are o componentă către est de 10 km/h și o com-

ponentă către nord de 15 km/h, înțelegem că într-o oră el se deplasează cu 10 km spre est și cu 15 km spre nord. (Un asemenea vapor se mișcă de fapt cu 18 km/h în direcția aproximativă nord-est.) La fel, atunci când precizăm că accelerația unui vapor are o componentă către est de 2 km/h^2 și o componentă către nord de 1 km/h^2, avem în minte faptul că, oricare ar fi fost viteza inițială, într-o oră componenta spre est a crescut cu 2 km/h, iar componenta spre nord a crescut cu 1 km/h. Forțele pot fi descrise la fel în funcție de componentele lor, care reprezintă intensitatea de tragere sau împingere de-a lungul unor direcții precizate.

Componentele vectorilor pot fi pozitive sau negative; de exemplu, dacă componenta către est a vitezei este de −20 km/h atunci în fiecare oră vaporul se mișcă cu 20 km spre *vest*, iar dacă componenta spre est a accelerației este de −2 km/h pe oră atunci în fiecare oră componenta spre est a accelerației scade (sau componenta *spre vest crește*) cu 2 km/h. O forță cu o componentă negativă spre est acționează de fapt ca o împingere spre vest. (În aceste exemple mișcarea este pur orizontală, astfel că numai două componente sunt necesare pentru a specifica viteza, accelerația sau forța. În general sunt necesare trei componente — de exemplu est, nord și direcția verticală în sus.) Legea a doua a lui Newton se aplică separat pe fiecare componentă a forței și accelerației —*componenta forței pe orice direcție este egală cu masa înmulțită cu componenta corespunzătoare a accelerației.*

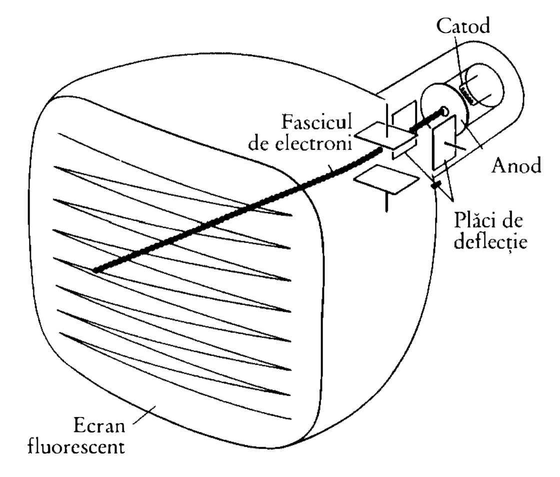
• Atunci când asupra unui corp acționează mai multe forțe, forța totală este suma forțelor individuale. Mai exact, fiecare componentă a forței totale este suma componentelor corespunzătoare ale forțelor individuale. De exemplu, dacă asupra unui corp acționează o forță, care are o componentă spre nord de 3 newtoni și o componentă spre est de 1 newton, și o a doua forță, care are o componentă spre nord de −1 newton și o componentă spre est de 6 newtoni, forța totală are o componentă spre nord de 2 newtoni și o componentă spre est de 7 newtoni.



Sus: Unul din tuburile cu care J. J. Thomson a măsurat raportul dintre masa și sarcina electronului. Jos: O reprezentare schematică a aparatului lui Thomson. Catodul este conectat printr-un fir care trece prin sticla tubului la un generator care îl alimentează cu sarcină electrică negativă; anodul și colimatorul sunt conectați la generator printr-un alt fir, astfel încât sarcina electrică negativă se poate scurge înapoi la generator. Plăcile de deflecție sunt conectate la bornele unei baterii electrice de putere mare și primesc de la ea sarcini negative și pozitive mari. Razele catodice invizibile sunt respinse de catod; o parte dintre ele trec prin fantele din anod și colimator, care permit numai un fascicul îngust de raze. Razele sunt apoi deviate de forțele electrice în timp ce trec printre plăci; apoi ele se propagă liber până când în final lovesc peretele de sticlă al tubului, producând o pată luminoasă. (Această figură se bazează pe un desen al tubului cu raze catodice al lui Thomson din figura 2 a articolului său „Cathode Rays," *Phil Mag.* 44(1897), 295. Pentru claritate, magneții utilizați la devierea razelor prin forțe magnetice nu sunt indicați.)

Deflecția razelor catodice

Thomson a folosit legea a doua a lui Newton pentru a obține o formulă generală care să-i permită să interpreteze măsurătorile privind devierea razelor catodice, produsă în



Imagine schematică a unui tub cu raze catodice cu care suntem mai obișnuiți, tubul din spatele ecranului unui televizor. După cum am văzut, Thomson a folosit poziția petei luminoase ce apare în locul unde raza catodică lovește capătul tubului pentru a afla drumul urmat de rază, care este invizibilă în timp ce trece prin spațiul vid din tub. De la Thomson încoace, această pată strălucitoare a devenit mult mai familiară pentru noi ca bază a televiziunii. Tubul cu ecran al unui televizor este în esență un tub cu raze catodice folosit pentru redarea imaginilor. În el, raza catodică este ghidată de forțele electrice astfel încât mătură regulat, într-o mișcare de du-te-vino, capătul tubului. Atunci când raza lovește ecranul de sticlă acoperit cu un înveliș special, apare o pată luminoasă. Semnalul de televiziune controlează intensitatea razei catodice în timp ce lovește fiecare punct de pe ecran, astfel încât o textură de lumină și întuneric apare succesiv pe ecran. Ochiul și creierul reacționează lent și văd această textură ca pe o imagine instantanee.

experimentul său de diverse forțe electrice și magnetice, în funcție de proprietățile particulelor care constituie razele catodice. În tubul său cu raze catodice, particulele din rază trec printr-o regiune (s-o numim regiune de deflecție) în care sunt supuse unor forțe electrice sau magnetice care acționează în esență perpendicular pe direcția lor inițială, iar apoi printr-o regiune mult mai lungă lipsită de forțe (regiunea de

drift) în care ele se mișcă liber până când lovesc capătul tubului. O pată strălucitoare de lumină apare acolo unde particulele din rază lovesc peretele de sticlă de la capătul tubului, astfel încât a fost ușor pentru Thomson să măsoare deplasarea razei produsă de forțele care acționează asupra ei măsurând distanța dintre localizările petei luminoase când forțele acționau și când ele erau dezactivate. (Vezi diagrama schematică a aparatului lui Thomson.) Formula lui Thomson afirmă că

$$\text{Deplasarea razei la capătul tubului} = \frac{\text{Forța asupra particulei din rază} \times \text{Lungimea regiunii de deflecție} \times \text{Lungimea regiunii de drift}}{\text{Masa particulei din rază} \times (\text{Viteza particulei din rază})^2}$$

Pentru ilustrare, folosind numere mai mult sau mai puțin realiste, să presupunem că forța exercitată asupra particulei din rază este de 10^{-16} newtoni, lungimea regiunii de deflecție este de 0,05 metri, lungimea regiunii de drift este de 1,1 metri, masa particulelor din razele catodice este de 9×10^{-31} kilograme, iar viteza particulelor din razele catodice este de 3×10^7 metri pe secundă. Atunci deplasarea razei când lovește capătul tubului este

$$\text{Deplasarea} = \frac{(10^{-16}\ \text{N}) \times (0{,}05\ \text{m}) \times (1{,}1\ \text{m})}{(9 \times 10^{-31}\ \text{kg}) \times (3 \times 10^7\ \text{m/s})^2} = 0{,}0068\ \text{m}.$$

Această deplasare, de circa un sfert de țol, nu este greu de măsurat. (Rezultatul apare în metri deoarece folosim un sistem de unități coerent, în care toate lungimile sunt exprimate în metri, toți timpii în secunde, toate masele în kilograme, toate vitezele în metri pe secundă, toate forțele în newtoni, și așa mai departe. Am putea folosi orice alt sistem coerent de unități — deoarece deplasarea este o lungime, rezultatul ar fi exprimat în unitatea de lungime folosită în acel sistem.)

Formula lui Thomson este dedusă algebric în Anexa B. Totuși, chiar și fără algebră, este ușor de văzut de ce are această formă. Lucrul important de avut în vedere este că forțele exercitate asupra particulelor ce alcătuiesc razele catodice le imprimă acestora o accelerație la un unghi drept față de axa tubului, astfel încât în momentul în care particulele ies din regiunea de deflecție ele au o mică componentă perpendiculară pe mișcarea lor inițială. Această componentă este egală cu produsul dintre accelerație și timpul petrecut în regiunea de deflecție. Pentru precizare, să presupunem că tubul este orizontal iar deflecția este în jos, ca în diagramă. Apoi particulele intră în regiunea de drift și, fiindcă nu există forțe care să acționeze asupra lor, ele își păstrează aceleași componente ale vitezei pe orizontală și în jos. Deoarece distanța parcursă în orice direcție este egală cu componenta vitezei pe acea direcție înmulțită cu timpul scurs, deplasarea în jos a razei atunci când lovește capătul tubului este egală cu produsul dintre componenta în jos a vitezei produsă în regiunea de deflecție și timpul petrecut în regiunea de drift. (Neglijăm deplasarea razei în timp ce se află în regiunea de deflecție, deoarece această regiune este mult mai scurtă decât regiunea de drift; particulele petrec în ea mult mai puțin timp, astfel că deplasarea care are loc acolo este comparativ foarte mică.) Punând totul la un loc, vedem că deplasarea razei când lovește capătul tubului este egală cu accelerația în jos din regiunea de deflecție înmulțită cu timpul petrecut de particulele din rază în regiunea de deflecție (acest produs dă viteza îndreptată în jos), totul înmulțit cu timpul petrecut în regiunea de drift. Timpul petrecut în fiecare regiune este exact lungimea regiunii împărțită la viteza orizontală (nemodificată) a particulelor din rază; așa se explică faptul că lungimile regiunilor de deflecție și de drift apar la numărătorul formulei lui Thomson, iar viteza razei apare de două ori (adică la pătrat) la numitor. În sfârșit, conform legii a doua a lui Newton componenta accelerației în orice

direcție este egală cu forța pe acea direcție împărțită la masă; de aceea forța apare la numărător, iar masa la numitorul formulei lui Thomson.

În experimentul său, Thomson a măsurat deplasarea produsă de diverse câmpuri electrice și magnetice care acționau asupra razei. Ce ne poate dezvălui acest lucru despre particulele din razele catodice? Dintre mărimile care apar în formula lui Thomson, lungimile regiunilor de deflecție și de drift sunt mărimi cunoscute determinate prin construcția tubului catodic; masa și viteza particulelor din rază sunt proprietățile pe care vrem să le determinăm. Dar ce putem spune despre forță? După cum vom vedea, forța electrică ce acționează asupra unei particule este proporțională cu sarcina electrică purtată de particulă. Revenind la formula lui Thomson, vedem că deplasarea razei atunci când lovește capătul tubului este proporțională cu o combinație particulară a parametrilor particulelor din rază — sarcina lor electrică împărțită la masă și la pătratul vitezei lor — de aceea măsurătorile deplasării razei pot furniza o valoare doar pentru această combinație a parametrilor. Dar nu acesta e lucrul pe care vrem să-l aflăm de fapt. Mărimile interesante sunt sarcina și masa particulelor din rază; viteza este doar acea viteză oarecare ce se întâmplă să fie produsă într-un tub catodic particular.

Thomson a reușit să depășească această dificultate măsurând și deflecția produsă de o forță magnetică. Vom vedea în curând că, spre deosebire de forța electrică, forța magnetică ce acționează asupra unei particule este proporțională și cu viteza, și cu sarcina particulei. De aceea, deplasarea razei de către forțele magnetice depinde de o combinație a parametrilor particulei din rază diferită de cea din deviația datorată forțelor electrice. Măsurând deviațiile produse de forțele magnetice și electrice, Thomson a reușit să afle valorile a două combinații diferite ale parametrilor particulei-rază, iar în acest fel a putut determina atât vitezele particulelor-rază cât și raportul dintre masa și sarcina lor.

Rezultatele lui Thomson vor fi prezentate mai departe în acest capitol, dar înainte de a ajunge la ele trebuie să spunem câte ceva despre teoria forțelor electrice și magnetice și trebuie să calculăm deviația pe care o produc ele în razele catodice.

PRIVIRE RETROSPECTIVĂ: FORȚELE ELECTRICE

Pentru a folosi măsurătorile deviației electrice a razelor catodice în scopul determinării proprietăților particulelor din razele catodice, Thomson a trebuit să poată calcula forțele electrice care acționează asupra acestor particule. Vom arunca acum o privire asupra teoriei cantitative care descrie aceste forțe și asupra felului în care ea s-a dezvoltat.

Primele speculații despre forțele electrice se bazează mult pe analogia cu teoria lui Newton asupra atracției gravitaționale. La finalul operei sale *Principia*, Newton a descris gravitația drept o cauză ce acționează asupra Soarelui și planetelor „în funcție de cantitatea de materie solidă pe care o conțin, și care se propagă în toate direcțiile până la distanțe imense, scăzând întotdeauna ca inversul pătratului distanței". Adică,

$$\begin{array}{l}\text{Forța gravitațională}\\ \text{exercitată}\\ \text{de particula 1}\\ \text{asupra particulei 2}\end{array} = \frac{G \times \text{Masa particulei 1} \times \text{Masa particulei 2}}{(\text{Distanța dintre particulele 1 și 2})^2}$$

unde G este o constantă fundamentală a cărei valoare depinde de sistemul de unități folosit pentru a descrie forțele, masele și distanțele; această valoare poate fi găsită experimental. (Măsurătorile moderne ne spun că, dacă forțele sunt exprimate în newtoni, masele în kilograme și distanțele în metri, atunci $G = 6{,}672 \times 10^{-11}$.) Majoritatea detaliilor legii lui Newton au o plauzibilitate care satisface intuiția. Forța

cu care un corp îl atrage pe altul este în mod natural proporțională cu ambele mase, deci dacă, de exemplu, una din cele două mase se dublează, forța se va dubla și ea, și e natural ca forța să scadă atunci când corpurile se depărtează unul de altul. A fost firesc să se presupună că și forțele electrice trebuie să se supună unei legi similare invers proporțională cu pătratul distanței, sarcina electrică jucând rolul pe care îl joacă masa în cazul forțelor gravitaționale.

(Înainte de a ne întoarce la forțele electrice, trebuie să precizez că în prezent se știe că teoria atracției gravitaționale a lui Newton este doar o aproximație, valabilă numai pentru particule care nu se mișcă prea repede și forțe gravitaționale nu prea intense. Teoria modernă a gravitației este teoria generală a relativității prezentată de Einstein în 1915–1916. Una din consecințele relativității generalizate este că gravitația e produsă și de energie, și acționează asupra ei la fel ca asupra masei, deci afectează chiar și particulele de masă zero, cum e fotonul.)

Prima încercare de a măsura dependența de distanță a forțelor electrice a fost făcută în 1760 de fizicianul elvețian Daniel Bernoulli (1700–1782). Aparatul lui Bernoulli era primitiv și nu e clar dacă el a descoperit efectiv o forță de atracție sau respingere electrică invers proporțională cu pătratul distanței sau doar a verificat că observațiile sale erau compatibile cu această lege concepută dinainte.

Legea inversului pătratului distanței a fost presupusă din motive destul de indirecte de fizicianul și chimistul englez Joseph Priestley (1733–1804), descoperitorul oxigenului. Priestley a observat că un corp plasat în interiorul unei cavități închise într-un metal electrizat nu simte nici o forță electrică, chiar dacă e plasat aproape de unul din pereții cavității. Aceasta sugera un rezultat găsit de Newton: anume, ca o consecință a proporționalității forței gravitaționale cu inversul pătratului distanței, un corp în interiorul gol al

unui înveliș sferic masiv nu simte nici o atracție gravitațională către pereții învelișului. Dar analogia nu era una foarte bună. Pentru gravitație, absența forței în interiorul unui înveliș depinde în mod esențial de simetria sferică a învelișului, în timp ce absența forțelor electrice în interiorul unei cavități metalice apare în parte din cauza modului în care se distribuie sarcinile electrice pe suprafața metalică, și se aplică indiferent de forma cavității.

Teste experimentale directe ale legii inversului distanței la pătrat pentru forța electrică au fost efectuate în 1769 de John Robison (1739–1805) doar pentru respingere, iar în 1775 au fost prezentate într-o lucrare nepublicată a lui Henry Cavendish, cel al cărui nume îl purta laboratorul lui Thomson de la Cambridge. Dar primele teste experimentale cu adevărat convingătoare au fost făcute în 1785 de Charles Augustine Coulomb (1736–1806).

Coulomb a fost un inginer militar care și-a învățat meseria și și-a distrus sănătatea supervizând construcția fortului Bourbon din Martinica între 1764 și 1772. Întors în Franța, Coulomb a reușit să efectueze experimente exhaustive asupra frecării la șantierul naval de la Rochefort, iar în 1781 a fost ales în Academia de Științe. Acest titlu i-a dat ocazia să se stabilească la Paris și să-și dedice cea mai mare parte a timpului cercetării. El și-a publicat rezultatele studiilor asupra electricității și magnetismului între 1785 și 1791 în șapte memorii către Academie.

Coulomb a folosit un dispozitiv sensibil inventat de el însuși, balanța de torsiune, pentru a măsura forțele dintre mici bobițe de măduvă. A găsit că legea inversului pătratului distanței este valabilă cu precizie pentru diverse sarcini și distanțe; de exemplu, reducând la jumătate distanța dintre bobițe s-a obținut o creștere a forței cu un factor de 4. Coulomb a afirmat de asemenea că forța dintre corpurile încărcate electric este proporțională cu produsul sarcinilor electrice („masele electrice“, în terminologia lui Coulomb),

după cum era de așteptat din analogia cu legea gravitațională a forței. Adică

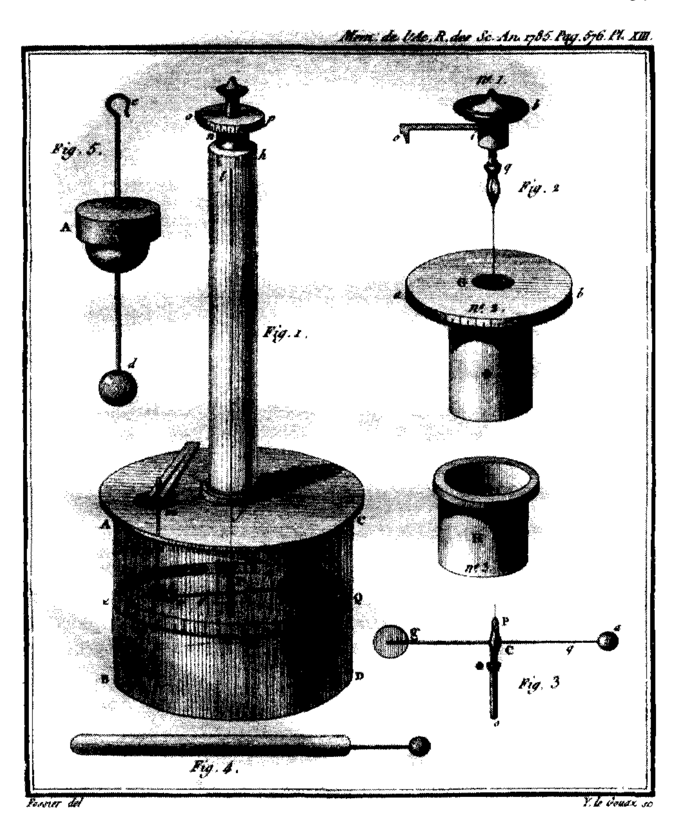
$$\text{Forța electrică exercitată de particula 1 asupra particulei 2} = \frac{k_e \times \text{Sarcina electrică a particulei 1} \times \text{Sarcina electrică a particulei 2}}{(\text{Distanța dintre particulele 1 și 2})^2}$$

unde k_e este, ca și G, o constantă fundamentală ce depinde de unitățile folosite pentru a defini forțele, sarcinile și distanțele, și care trebuie determinată experimental.

Într-o verificare a dependenței forței electrice de produsul sarcinilor, Coulomb a măsurat forța dintre două bobițe de măduvă încărcate electric la o distanță definită, apoi a îndepărtat una din bobițe și a atins-o cu o altă bobiță neîncărcată, de aceeași mărime, astfel că sarcina ei s-a împărțit în mod egal între cele două bobițe și astfel s-a redus la jumătate. Când această bobiță a fost pusă înapoi în poziția ei inițială, s-a găsit că forța dintre ea și cealaltă bobiță încărcată electric s-a redus la jumătate, după cum era de așteptat conform legii lui Coulomb.

Forța este o mărime cu direcție, sau un vector, deci trebuie să spunem ceva despre direcția forței electrice. Nu știu dacă Coulomb a enunțat acest lucru explicit, dar este aproape evident că forța electrică acționează de-a lungul liniei care separă cele două sarcini. (Nu există nici o altă direcție specială de-a lungul căreia ne-am putea imagina că ar acționa.) Dacă adoptăm convenția că o forță repulsivă este pozitivă și o forță atractivă este negativă, atunci observația lui Du Fay că sarcinile de același tip se resping și sarcinile de tip opus se atrag poate fi rezumată în simpla afirmație că k_e este un număr pozitiv.

Ce unități trebuie să folosim pentru sarcina electrică? Există un sistem „practic" de unități electrice în care unitatea fundamentală este un curent electric de o anumită intensitate, *amperul*. Definiția inițială a amperului s-a bazat pe forțele magnetice dintre curenții electrici, dar pentru



Gravură din 1785 reprezentând balanța de torsiune a lui Coulomb, cu care el a demonstrat legea inversului pătratului distanței pentru atracția electrică.

moment putem să ne imaginăm amperul ca fiind curentul care face să sară o siguranță fuzibilă de un amper. Unitatea practică de sarcină electrică este *coulombul* (C), definit ca sarcina electrică ce trece într-o secundă printr-un punct dintr-un fir conductor prin care trece un curent de un amper. (Adică, un amper reprezintă un coulomb pe secundă.)

Cu forțele exprimate în newtoni, distanțele în metri și sarcinile în coulombi, k_e are valoarea măsurată de $8,99 \times 10^9$ N m^2/C^2 . (Este posibil de asemenea să se adopte o unitate de sarcină electrică cunoscută ca *unitatea electrostatică*, sau *statcoulombul*, care este definită astfel încât constanta k_e să aibă valoarea 1. Dar aceasta nu este unitatea de sarcină electrică cel mai frecvent folosită, și aici vom utiliza doar sistemul practic.)

Este foarte convenabil să reformulăm legea lui Coulomb în termeni moderni, utilizați pentru prima oară în acest fel de James Clerk Maxwell. Forța electrică asupra oricărui corp este totdeauna proporțională cu sarcina electrică a corpului. Putem numi factorul de proporționalitate *câmp electric*, astfel că

$$\begin{matrix}\text{Forța electrică}\\ \text{asupra}\\ \text{unui corp}\end{matrix} = \begin{matrix}\text{Sarcina electrică a corpului}\\ \text{asupra căruia acționează forța}\end{matrix} \times \text{Câmpul electric}$$

Câmpul electric astfel introdus depinde în mod clar de locul unde este plasat corpul și de toate sarcinile electrice și distanțele tuturor celorlalte corpuri care produc câmpul electric, dar nu depinde de natura corpului asupra căruia acționează forța sau de sarcina lui. De exemplu, dacă forța electrică asupra unui corp este exercitată de un alt corp, legea lui Coulomb poate fi reinterpretată după cum urmează:

$$\begin{matrix}\text{Câmpul electric}\\ \text{datorat unui}\\ \text{corp încărcat}\end{matrix} = \frac{\begin{matrix}k_e \times \text{Sarcina electrică a corpului}\\ \text{care produce câmpul}\end{matrix}}{(\text{Distanța de la corpul care produce câmpul})^2}$$

Prin urmare, combinând aceste două reguli simple obținem din nou legea lui Coulomb în forma ei inițială.

Unitățile de câmp electric sunt cele de forță pe sarcină, adică newtoni pe coulomb.* Ca și forța, câmpul electric este

---

* Această unitate este cunoscută mai mult sub numele de volt pe metru, din motive ce vor fi explicate mai târziu în acest capitol. (*N.a.*)

o mărime cu direcție; forța electrică asupra unui corp încărcat are aceeași direcție cu câmpul dacă sarcina e pozitivă, și direcție opusă dacă sarcina este negativă. De asemenea, câmpul electric produs de un corp încărcat e îndreptat dinspre corp în afară dacă sarcina e pozitivă și e îndreptat spre corp dacă sarcina e negativă. Câmpul electric produs de un ansamblu de sarcini este suma vectorială a câmpurilor electrice produse de sarcinile individuale; adică, fiecare componentă (spre nord, spre est, în sus) a câmpului total este egală cu suma componentelor corespunzătoare ale câmpurilor individuale.

Introducerea noțiunii de câmp electric a marcat o abatere de la ideea lui Newton despre forță ca fiind influența pe care un corp o exercită direct asupra altui corp aflat la o anumită distanță. În schimb, ne gândim la câmpul electric într-un anumit punct ca fiind o condiție a spațiului în acel punct, care acționează direct asupra oricărui corp încărcat din acel punct și care primește contribuții de la toate sarcinile electrice din toate celelalte puncte. Din ce în ce mai mult în fizica modernă, câmpurile sunt privite nu doar ca simple artificii matematice care ne ajută să calculăm forțele dintre particule, ci ca entități fizice de sine stătătoare — locuitori ai universului nostru care pot fi în realitate „mai fundamentali" decât particulele însele. Particulele apar în teoriile moderne ca mici aglomerări de energie, impuls și sarcină electrică ale acestor câmpuri.

O reprezentare grafică a câmpurilor electrice propusă inițial de Michael Faraday (1791–1867) oferă o imagine intuitivă asupra modului în care se comportă aceste câmpuri, și poate fi folosită chiar pentru a calcula câmpurile în cazuri simple, ca acela din tubul cu raze catodice al lui Thomson (vezi Anexa C). Trasați linii în tot spațiul, în fiecare punct liniile fiind îndreptate în direcția câmpului electric din acel punct. Faceți ca numărul liniilor care trece printr-o mică suprafață perpendiculară pe câmpul electric într-un punct



Michael Faraday

dat să fie egal cu aria suprafeței înmulțită cu mărimea câmpului în acel punct.* Pentru o singură sarcină punctiformă, liniile vor fi dirijate mereu dinspre sarcină spre exterior (sau

* Cu această definiție, numărul liniilor de forță depinde de unitatea aleasă pentru a descrie câmpul electric — de exemplu, el este foarte diferit după cum exprimăm câmpul electric în dyne pe statcoulombi, sau newtoni pe coulombi, sau altă unitate. Prin aceasta subliniem că liniile de câmp nu sunt reale, și că nu putem atașa nici o semnificație absolută numărului liniilor de câmp, ci numai direcției lor și numărului *relativ* în diferite puncte. (*N.a.*)

spre sarcină, dacă aceasta e negativă), iar numărul de linii printr-o sferă din jurul sarcinii va fi egal cu aria sferei înmulțită cu câmpul. Dar aria sferei este proporțională cu pătratul razei, și tocmai am văzut că intensitatea câmpului electric pe suprafața unei sfere având în centru corpul încărcat care produce câmpul este invers proporțională cu pătratul razei. Astfel, când calculăm numărul liniilor care străbat sfera, raza sferei dispare: numărul este independent de raza sferei. Deoarece numărul liniilor care trec printr-o sferă din jurul unei particule încărcate este același pentru orice astfel de sferă, liniile nu încep și nu se termină în nici un punct din spațiu în care nu există sarcini. În plus, câmpul pentru o configurație arbitrară de sarcini electrice este suma câmpurilor produse de sarcinile individuale, și în consecință această proprietate a liniilor de câmp va fi adevărată în general.

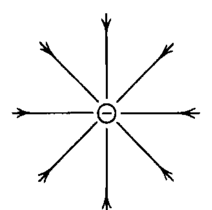
Ideea de bază aici nu e să luăm o configurație de câmp cunoscută și s-o reexprimăm în funcție de liniile de câmp, ci mai degrabă să aflăm cum să calculăm câmpul electric în diverse situații pornind de la proprietăți plauzibile intuitiv ale liniilor de câmp. Vom vedea cum funcționează aceasta în secțiunea următoare.

Deflecția electrică a razelor catodice

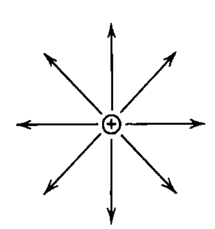
În experimentul lui Thomson, forțele electrice erau produse de niște plăci paralele de metal, încărcate (vezi diagrama de la pagina 50). După cum am văzut, forța electrică asupra oricărui corp încărcat poate fi exprimată în general ca produsul dintre sarcină și valoarea câmpului electric în punctul unde se află corpul. Astfel, pentru a interpreta măsurătorile deflecției razelor catodice în funcție de proprietățile particulelor din razele catodice, a fost necesar ca Thomson să poată determina câmpul electric de-a lungul drumului razelor între plăci.

Problema se simplifică enorm dacă ținem cont de faptul că în experimentul lui Thomson lungimea și lățimea plăcilor metalice erau mult mai mari decât distanța dintre ele. În consecință, în majoritatea punctelor dintre plăci putem neglija efectele marginilor plăcilor. Astfel, în afara zonei din apropierea marginilor plăcilor, câmpul electric dintre plăci trebuie să fie perpendicular pe plăci (îndreptat de la placa pozitivă către cea negativă), deoarece nu există nici o altă direcție specială de-a lungul căreia ar putea fi dirijat, așa cum arată diagrama de la pagina **66**. De asemenea, câmpul electric nu poate depinde de localizarea de-a lungul plăcilor, deoarece orice punct de pe placă este la fel cu oricare altul. (Chiar dacă punem o distribuție neuniformă de sarcină electrică pe plăci, forțele electrice care ar fi produse de aceste sarcini ar deplasa sarcinile în interiorul plăcilor metalice până când distribuția lor ar fi uniformă.) În sfârșit, și poate că acesta e lucrul cel mai surprinzător, câmpul electric într-un punct dintre plăci nu poate să depindă nici de distanța dintre acest punct și oricare dintre plăci. Aceasta este o consecință a interpretării câmpului electric ca număr al liniilor de câmp pe unitatea de suprafață. Diagrama de la pagina **66** arată că același număr de linii de câmp trece printr-o suprafață dată plasată la unghi drept față de liniile de câmp oriunde între plăci, indiferent cât de departe este suprafața de oricare dintre plăci. De aici rezultă că în problema lui Thomson forța electrică este într-adevăr perpendiculară pe axa tubului cu raze catodice, și are o mărime egală cu sarcina electronului înmulțită cu o constantă, valoarea câmpului electric. Folosind rezultatele menționate la pagina **52** vedem că forțele electrice produc o deplasare a razelor catodice la capătul tubului dată de formula următoare:

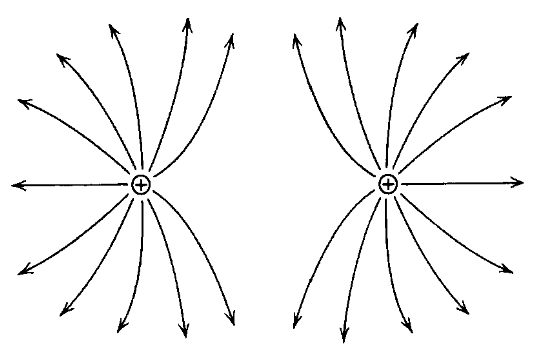
$$\text{Deplasarea razei catodice de către câmpul electric} = \frac{\text{Sarcina particulei} \times \text{Câmpul electric} \times \text{Lungimea regiunii de deflecție} \times \text{Lungimea regiunii de drift}}{\text{Masa particulei din rază} \times (\text{Viteza particulei})^2}$$



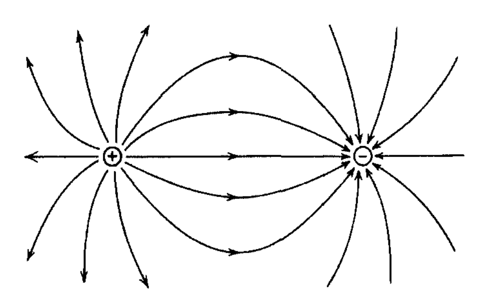
Liniile de câmp electric
pentru o sarcină izolată negativă.



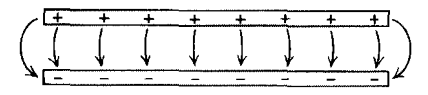
Liniile de câmp electric
pentru o sarcină izolată pozitivă.



Liniile de câmp electric pentru o pereche de sarcini pozitive.



Liniile de câmp electric pentru o pereche de sarcini de semn contrar.



Liniile de câmp electric între o pereche de plăci metalice paralele, încărcate cu sarcini opuse.

Pentru a utiliza măsurătorile acestei deflecții în scopul de a afla câte ceva despre particulele din rază, este necesar să cunoaștem valoarea câmpului electric dintre plăcile metalice încărcate. Un mod de a o afla este să plasăm o particulă de probă cu sarcină electrică cunoscută între plăci și să măsurăm forța asupra ei; câmpul electric va fi atunci raportul dintre această forță și sarcina corpului de probă. Câmpul electric poate fi determinat de asemenea știind tensiunea electrică a bateriei folosite pentru a încărca plăcile metalice și distanța dintre ele. Aceasta e metoda folosită de fapt de Thomson, dar va trebui să revenim asupra acestui punct mai târziu, după ce ne vom reaminti ce este tensiunea; deocamdată, vom considera pur și simplu câmpul electric ca o mărime ce trebuie determinată printr-o metodă sau alta.

După cum am văzut, măsurarea deflecției razelor catodice de către câmpurile electrice ne permite să determinăm doar raportul dintre sarcina particulei și produsul dintre masa ei și pătratul vitezei. Pentru a obține raportul dintre sarcina și masa particulelor din razele catodice, trebuie să le cunoaștem viteza. Thomson a măsurat-o direct în 1894, dar măsurătoarea a fost eronată, iar în 1897 el a decis să nu-i mai acorde încredere. În schimb, el a măsurat deflecția produsă de un alt tip de forță care are o dependență diferită de viteză: forța magnetică.

PRIVIRE RETROSPECTIVĂ: FORȚELE MAGNETICE

Fenomenele magnetice au fost cunoscute de cel puțin tot atâta vreme ca și electricitatea. În *Timaios*, Platon nu

vorbește numai de chihlimbar, ci și de „piatra heracleană". Aceasta era un magnet natural, o bucată de fier magnetizată în mod natural care atrage mici bucățele de fier și le poate transmite și lor aceeași proprietate.* Rocile magnetice erau cunoscute în China antică, și există referiri criptice la folosirea lor ca busole în scopuri magice încă din anul 83 î.Cr.** O descriere detaliată a unei busole magnetice, constând dintr-un „peștișor" de fier magnetizat pus în apă, se găsește într-o carte chineză din 1084.*** Chinezii au fost și primii care au descoperit că magneții naturali au doi poli către care sunt atrase micile bucățele de metal, și că unul din acești poli (polul „care-caută-nordul") este tras către nord, iar celălalt către sud.[12]

Cunoștințele despre magnetism au apărut mai târziu în Occident, dar polaritatea magneților naturali a fost observată în 1269 de Pierre de Maricourt (cunoscut și sub numele de Petrus Peregrinus).[13] Maricourt a făcut observația fundamentală că polul care se îndreaptă spre nord al unui magnet respinge polul care se îndreaptă spre nord al unui alt magnet, și la fel se întâmplă cu doi poli care indică sudul, dar că polii care indică nordul atrag polii care indică sudul.

---

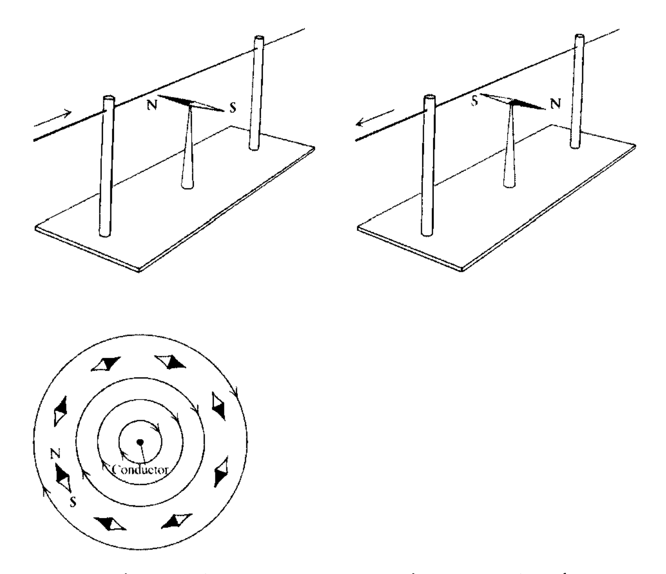
* Numele grecesc al acestui minereu era λίθοσ Μαγνῆτισ, sau „piatra magnetică", după numele orașului Magnesia (actualmente Manisa) din vestul Asiei Mici, unde a fost extras din mină. Numele modern este magnetită, sau Fe_3O_4. Orașul Magnesia nu a dat numai numele magneților și al magnetitei, ci și al elementului magneziu, numit astfel după un alt minereu, oxidul de magneziu, din care a fost obținut. (*N.a.*)

** Este vorba de *Lun Hêng (Discursuri cântărite cu balanța)* de Wang Chung. Needham[12] îl citează ca referindu-se la „o lingură ce indica sudul", o bucată de rocă magnetică tăiată în forma constelației Carul Mare sau Ursa Mare; când era plasată pe o placă de bronz șlefuit, piatra cioplită se rotea până când indica sudul. E interesant că busolele magnetice au fost mereu descrise ca indicând direcția spre sud în China și spre nord în Europa. (*N.a.*)

*** E vorba de *Wu Ching Tsung Yao (Compendiu al tehnicilor militare importante)*, citată de Needham.[12] „Peștele" de fier din această busolă a fost magnetizat nu atingându-l cu un magnet natural, ci încălzind fierul și ținându-l apoi fixat pe direcția nord-sud în timp ce se răcea. (*N.a.*)

Bazele înțelegerii științifice a magnetismului au fost puse în Londra elisabetană de William Gilbert. Bazându-se pe observația lui Maricourt privind polaritatea magneților, Gilbert a dedus în mod corect că aceasta furnizează explicația busolei magnetice. Pământul este el însuși un magnet uriaș, al cărui pol sud magnetic se află undeva lângă polul nord geografic și atrage polul care indică nordul al oricărui magnet folosit în busolă. Poate lucrul cel mai important a fost recunoașterea de către Gilbert a faptului că, în ciuda asemănărilor, magnetismul și electricitatea sunt fenomene diferite; un magnet natural atrage doar fierul, dar o face fără să fie nevoie să-l frecăm, în timp ce chihlimbarul atrage bucățele mici din orice material, dar numai după ce a fost electrizat prin frecare cu un material convenabil. Dar, deși sunt fenomene diferite, electricitatea și magnetismul sunt profund legate. Știm acum că magnetismul unei bucăți de rocă magnetică sau al unui magnet în formă de potcoavă este produs de curenții electrici din interiorul atomilor de fier, iar magnetismul Pământului este creat de curenții electrici care curg în materialul topit din interiorul planetei. Aceste fenomene complicate sunt studiate și în prezent pentru a afla cum se orientează atomii de fier în solide sau cum se mișcă materia în interiorul Pământului, și nu pentru a afla ceva despre magnetism ca atare. După Gilbert, progresul spre o înțelegere fundamentală a magnetismului nu s-a făcut studiind magnetismul fierului sau al Pământului, ci studiind *electromagnetismul*, magnetismul produs de curenții electrici macroscopici controlați.

Meritul descoperirii electromagnetismului îi aparține lui Hans Christian Oersted (1777–1851). Originile acestei descoperiri nu sunt în întregime clare. După unele relatări, Oersted, profesor de fizică la Universitatea din Copenhaga, a observat în timpul unei demonstrații la începutul anului 1820 că acul unei busole era deviat atunci când un curent electric trecea printr-un conductor din apropiere. Sursa de curent



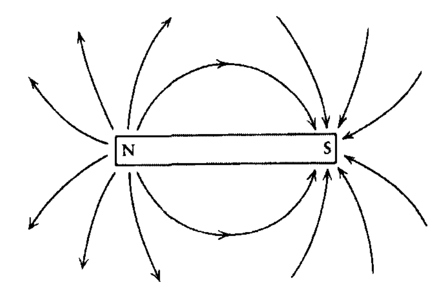
Un conductor prin care trece un curent electric exercită o forță asupra acului unei busole. Direcția forței depinde de direcția curentului. Diagrama de jos arată direcția forței în apropierea unui conductor prin care curge un curent electric cu direcția dinspre cititor spre pagină.

a lui Oersted era o baterie, ceva în genul unui acumulator de automobil. (Bateria a fost inventată în 1800 de contele Alessandro Volta (1745–1827), iar această invenție a generat peste tot în Europa un mare număr de experimente privind proprietățile curenților electrici. În mod straniu, nimeni înaintea lui Oersted nu a observat efectul electromagnetic.) Curenții electrici de care dispunea la început Oersted erau foarte slabi. Când a repetat experiențele în iulie 1820 cu o baterie mai puternică, rezultatele au fost izbitoare. Acul unei busole plasat lângă un fir prin care trece un curent oscilează până când ajunge la o direcție perpendiculară pe fir și de asemenea pe linia care unește busola și firul. Dacă busola ar fi deplasată în mod continuu în direcția pe care o indică,

ar trasa un cerc în jurul firului. Inversând direcția curentului electric, se inversează și direcția acului busolei. Efectele persistau chiar și când între fir și busolă se interpuneau plăci de metal, sticlă sau lemn. Puțin mai târziu, Oersted a arătat că efectul era simetric: nu numai un fir prin care trece un curent exercită o forță asupra unui magnet cum e acul busolei, ci și un magnet exercită o forță asupra unei bobine prin care trece un curent electric, un capăt al bobinei acționând ca polul nord al unui magnet și celălalt capăt ca polul sud. Deci electricitatea și magnetismul nu erau până la urmă complet distincte.

Se presupune uneori că viteza comunicării științifice și ritmul schimbărilor științifice sunt mult mai rapide acum decât în secolele anterioare. Dar puține descoperiri au avut vreodată impactul brusc pe care l-a avut descoperirea de către Oersted a electromagnetismului. Primele lui rezultate au fost anunțate la 21 iulie 1820, într-un tratat de patru pagini în latină care a fost trimis imediat academiilor științifice de pe tot cuprinsul Europei.[14] Înainte de sfârșitul anului, traduceri în engleză, franceză, germană, italiană și daneză apăruseră în revistele științifice.

Anunțul cel mai important al rezultatului lui Oersted a fost făcut la Paris, la Academia Franceză, pe 11 septembrie 1820. În sală se afla André Marie Ampère (1775–1836), profesor de matematică la Școala Politehnică. Ampère a început o serie de experimente, iar la următoarea ședință a Academiei, după o săptămână, a anunțat un nou rezultat crucial: nu numai că un curent electric exercită forțe asupra magneților și un magnet asupra curenților, dar curenții electrici exercită și forțe unii asupra altora. Mai exact, firele paralele se atrag sau se resping între ele dacă sunt parcurse de curenți de același sens, sau, respectiv, de sens contrar. Ampère a ajuns curând la concluzia că întreg magnetismul este de fapt electromagnetism, iar curenții electrici minusculi care circulă în particulele dintr-o rocă magnetică sunt cei care îi conferă proprietăți magnetice.



Liniile câmpului magnetic din jurul unui magnet în formă de bară.

Genul acesta de unificare e cel ce umple de bucurie inimile fizicienilor. După cum recunoscuse Gilbert, magnetismul și electricitatea nu sunt chiar același lucru, și totuși, prin descoperirile lui Oersted și Ampère, fizicienii au aflat că magnetismul nu e nimic altceva decât un efect al electricității în mișcare. Unificarea electricității și magnetismului a fost desăvârșită mai târziu în secolul al XIX-lea de Maxwell, care a modificat ecuațiile ce guvernează câmpurile electrice și magnetice astfel încât aceste câmpuri intră simetric în ecuații, cu deosebirea că nu există sarcini magnetice sau curenți magnetici. Iar unificarea a mai făcut un pas înainte în secolul XX, odată cu unificarea electromagnetismului cu o clasă diferită de forțe, forțele nucleare slabe.

Proprietățile detaliate ale electromagnetismului au fost stabilite pe baza unor experiențe ulterioare și prin analiza matematică efectuată de Ampère și (folosind o abordare oarecum diferită) Jean-Baptiste Biot (1774–1862) și Félix Savart (1791–1841). Cel mai simplu a fost cazul a două fire paralele lungi parcurse de curent electric. După cum descoperise Ampère, forța pe care un fir o exercită asupra celuilalt are o mărime dată de formula

$$\text{Forța exercitată de firul 2 asupra firului 1} = \frac{2k_m \times \text{Curentul în firul 1} \times \text{Curentul în firul 2} \times \text{Lungimea firelor}}{\text{Distanța dintre fire}}$$

Aici k_m este o altă constantă universală, care depinde de unitățile folosite pentru a măsura forțele și curenții electrici.* Amperul este definit astfel încât, dacă curenții electrici sunt măsurați în amperi și forțele în newtoni, atunci $k_m=10^{-7}$.**

Pentru a trata situații mai complicate, în loc să scriem o formulă generalizată pentru forțele dintre elementele de curent, este convenabil să urmăm o abordare asemănătoare cu cea folosită pentru electricitate și să introducem conceptul de câmp magnetic. Direcția câmpului magnetic în orice punct este definită pur și simplu ca direcția forței magnetice care ar fi simțită de polul nord al unui magnet în acel punct. În jurul unui magnet natural sau al altui magnet permanent, câmpul magnetic pleacă din polul nord (deoarece polii de același fel se resping) și se îndreaptă către polul sud (deoarece polii de tipuri opuse se atrag). De asemenea, după cum a descoperit Oersted, într-un punct din apropierea unui fir conductor lung parcurs de curent, câmpul magnetic este perpendicular pe fir și pe linia dintre acest

---

* Deoarece k_m este definit prin această formulă, de ce să nu definim o constantă diferită, să spunem K_m, cu valoarea 2 k_m și să scriem această formulă în funcție de K_m fără factorul suplimentar 2? Motivul e că, dacă am elimina în acest fel factorul 2 aici, el ar reapărea în multe alte locuri. De exemplu, forța dintre două segmente paralele *scurte* de conductori prin care trece curent, separate printr-o distanță mult mai mare decât lungimea lor, ar include atunci un factor suplimentar egal cu $\frac{1}{2}$. (*N.a.*)

** Aceasta e definiția inițială a amperului; pentru scopuri practice ea a fost parțial înlocuită cu o definiție în funcție de electroliză, care va fi prezentată în capitolul 3. Există și o altă unitate, abamperul sau unitatea electromagnetică (uem), care se definește astfel încât forța pe unitatea de lungime dintre două fire conductoare lungi prin care trece un curent electric de 1 abamper la o distanță de 1 cm este de două dyne pe cm. (Adică, k_m =1 dacă forțele sunt măsurate în dyne, iar curenții în abamperi.) De aici, e ușor de arătat că 1 abamper = 10 amperi. Amperul și unitățile înrudite cum sunt coulombul și voltul au fost introduse cu câtva timp în urmă ca parte a unei mișcări (în opinia mea, greșite) de a înlocui unitățile electromagnetice bazate pe centimetru, gram și secundă cu unități presupuse a fi mai practice. (*N.a.*)

punct și fir.* (Vezi diagrama de la pagina 69.) În plus, după cum am menționat, Ampère a găsit că forța magnetică asupra unui al doilea fir conductor paralel este de-a lungul liniei care unește cele două fire și este perpendiculară pe ele — cu alte cuvinte forța este perpendiculară pe fire și pe câmpul magnetic. Aceasta este regula generală — forța magnetică asupra oricărui segment de conductor prin care trece un curent acționează întotdeauna pe o direcție perpendiculară atât pe câmpul magnetic, cât și pe fir. (Vezi diagrama de la pagina 74.)

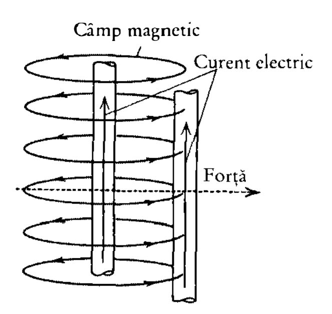
Forța asupra unui segment de conductor într-un câmp magnetic dat este proporțională cu curentul care trece prin fir și cu lungimea segmentului. Ea depinde de asemenea de unghiul dintre câmp și conductor, anulându-se atunci când ele sunt paralele și fiind maximă atunci când ele sunt perpendiculare. Putem deci defini mărimea câmpului magnetic specificând că forța exercitată asupra unui segment conductor perpendicular pe câmpul magnetic este dată de formula următoare:

$$\text{Forța asupra unui fir conductor} = \text{Curentul prin fir} \times \text{Lungimea firului} \times \text{Câmpul magnetic}$$

Unitățile de câmp magnetic sunt, în consecință, cele de forță pe curent și pe lungime, de exemplu newton/amper metru.** Câmpul magnetic al Pământului este de aproximativ 5×10^{-5} N/A m, câmpul magnetic în spațiul interstelar este

* Ampère a dat o regulă convenabilă pentru a determina direcția câmpului magnetic produs de un fir lung prin care trece un curent: imaginați-vă un omuleț care înoată de-a lungul firului în direcția curentului electric și are în față punctul în care trebuie măsurat câmpul electric. Atunci câmpul este pe direcția brațului stâng al înotătorului. Alt mod de a exprima această regulă: dacă plasați degetul mare al mâinii drepte pe fir, indicând direcția curentului, atunci degetele se vor curba în direcția câmpului magnetic. (*N.a.*)

** Această unitate se mai numește weber/m² din motive care nu trebuie să ne preocupe aici. Altă unitate de câmp magnetic, numită gauss, este folosită în mod curent de fizicieni. Ea este definită astfel încât 1 gauss este



Forța magnetică exercitată de un curent electric asupra unui alt curent, paralel cu el.

tipic în jur de 10^{-9} N/A m, iar cel mai intens câmp magnetic ce poate fi menținut în mod constant în laboratoarele moderne este de circa 10 N/A m.

Putem pune cap la cap ce am aflat până acum pentru a deduce formula câmpului magnetic produs de un fir conductor liniar parcurs de un curent electric. Să ne întoarcem pentru moment la cazul a două fire conductoare paralele, în care câmpul magnetic produs de un fir este pe direcție perpendiculară față de celălalt fir. Dacă cerem ca forța exercitată asupra unui fir de curentul din cel de-al doilea fir (dată de formula de la pagina 71) să nu fie decât forța exercitată de câmpul magnetic produs de cel de-al doilea fir (dată de formula de la pagina 73), putem vedea că intensitatea câmpului produs de cel de-al doilea fir este dată de formula

$$\begin{matrix}\text{Câmpul magnetic} \\ \text{datorat curentului din fir}\end{matrix} = \frac{2k_m \times \text{Curentul electric}}{\text{Distanța până la fir}}$$

egal cu 10^{-4} newtoni pe amper metru. Gauss-ul este atât de larg folosit ca unitate pentru câmpul magnetic încât procesul prin care slaba magnetizare căpătată de submarine de la câmpul magnetic terestru e îndepărtată între cursele submarinelor este cunoscută în forțele navale americane sub numele de „degaussificare“. (*N.a.*)

De exemplu, la o distanță de 0,02 m de un fir lung prin care trece un curent de 15 amperi, câmpul magnetic dat de această formulă este

$$\frac{2 \times 10^{-7} \times 15}{0{,}02} = 1{,}5 \times 10^{-4} \text{ N/A m.}$$

Acest câmp e mai intens decât câmpul Pământului și va devia puternic acul unei busole.

Descoperirea electromagnetismului a avut un efect imediat nu numai asupra științei, ci și asupra tehnologiei. Magneții puternici care sunt folosiți în presele metalice sau în acceleratoarele de particule sunt *electromagneți*, în care câmpul magnetic este produs de curentul electric într-o bobină de sârmă și nu în atomii de fier dintr-o rocă magnetică sau dintr-un alt magnet permanent. Aplicația electromagnetismului care a avut poate cea mai mare importanță în istoria omenirii a fost telegraful electric. După cum a văzut imediat Ampère, deviația acului unei busole ne poate spune dacă un curent a fost pornit printr-un fir chiar când comutatorul este departe; astfel, un mesaj care se reduce la o serie de „deschis"-uri și „închis"-uri poate fi transmis oricât de departe, cu condiția ca prin conductor să treacă un curent suficient de puternic. Multe prototipuri de telegrafuri s-au dezvoltat pe acest principiu în anii de după descoperirea lui Oersted. O linie de telegraf a fost pusă în funcțiune în 1834 de către Gauss și Webber în orașul Göttingen, legând laboratorul și observatorul. În sfârșit, în SUA, Samuel F.B. Morse (1791–1872) a construit un telegraf practic, iar în 1834, cu sprijinul Congresului, a pus bazele unei linii care funcționa între Washington și Baltimore.

Atât Ampère cât și Oersted au devenit celebrități științifice și au fost răsplătiți prin alegerea în societățile științifice din toată Europa, dar reacțiile lor au fost foarte diferite. La Ampère, marele său talent matematic se însoțea cu o fire ursuză și retrasă — firesc, poate, având în vedere că tatăl său fusese ghilotinat în timpul Revoluției Franceze. Circulau

multe anecdote pe seama firii sale distrate; de pildă, a început odată să facă niște calcule pe o trăsură care staționa pe o stradă în Paris, iar când trăsura a plecat și-a pierdut toată munca. Ajuns la bătrânețe, spunea că în toată viața nu avusese parte decât de doi ani de fericire.

Oersted a fost un personaj mult mai sociabil. În primii ani după descoperirea electromagnetismului, el a fondat o societate pentru răspândirea științei și a susținut prelegeri despre lucrările sale în Danemarca, Norvegia și Germania. În 1825, a reușit să aplice curentul electric la izolarea elementului aluminiu din alumină (oxidul de aluminiu). A fost deosebit de fericit când i s-a acordat Marea Cruce a lui Dannebrog în 1847. S-a împrietenit cu Hans Christian Andersen, care se referea la Oersted ca la „marele Hans Christian" și la el însuși ca la „micul Hans Christian". Fiind cel mai mare om de știință danez între Brahe și Bohr, Oersted a devenit un erou național. În 1954, pe când eram student la masterat la Institutul Niels Bohr din Copenhaga, tramvaiul care mă ducea la lucru în fiecare zi traversa o stradă lungă și animată al cărei nume danez însemna „Calea lui H.C. Oersted".

Deflecția magnetică a razelor catodice

În experimentul lui Thomson, raza catodică trecea printr-o regiune unde era supusă unui câmp magnetic uniform dirijat perpendicular pe direcția ei. Dezvoltarea teoriei forțelor magnetice, prezentată în secțiunea precedentă, ne permite să calculăm forța pe care acest câmp magnetic o exercită asupra unei porțiuni dintr-un conductor prin care trece un curent electric cunoscut, dar ceea ce trebuie să calculăm acum e forța pe care câmpul magnetic o exercită asupra oricărei particule individuale din raza catodică.

Un mod simplu de a deduce forța magnetică asupra unei singure particule încărcate cu sarcină electrică pornind de

la forța cunoscută ce acționează asupra unui conductor parcurs de curent a fost propus de Wilhelm Weber (1804–1890), unul dintre primii fizicieni care au interpretat curentul electric ca pe un flux de particule încărcate. Să ne amintim că forța asupra unei porțiuni de conductor datorată unui câmp magnetic (perpendicular pe conductor) este produsul dintre lungimea firului, curentul electric care trece prin el și câmpul magnetic. Deci, problema este să reinterpretăm produsul dintre lungimea conductorului și curent în funcție de numărul și viteza particulelor individuale încărcate din fir.

Să considerăm o porțiune dintr-un conductor parcurs de un curent electric. Deoarece distanța pe care se deplasează o particulă este exact produsul dintre viteza sa și timpul scurs, lungimea firului este egală cu produsul vitezei particulelor care se deplasează prin conductor și timpul necesar ca oricare dintre particule să treacă de la un capăt al firului la celălalt. Înmulțind acest produs cu curentul electric, obținem

$$\text{Lungimea firului} \times \text{Curentul electric} = \text{Viteza particulelor încărcate} \times \text{Timpul în care o sarcină parcurge firul} \times \text{Curentul electric}$$

Să privim acum la produsul ultimilor doi factori. Deoarece curentul este sarcina împărțită la timp, produsul dintre timpul care îi trebuie unei sarcini pentru a parcurge lungimea firului și curentul electric este tocmai sarcina totală din fir. Prin urmare, lungimea firului înmulțită cu curentul dă sarcina conținută în fir înmulțită cu viteza particulelor încărcate.* Adică

$$\text{Lungimea firului} \times \text{Curentul electric} = \text{Viteza particulelor încărcate} \times \text{Sarcina electrică din fir}$$

* Printre altele, această formulă nu se limitează la curentul electric și la sarcini: de exemplu, dacă o autostradă de 100 km poartă un „curent“ de 1000 de automobile pe oră, care se deplasează cu 50 km /h, atunci, deoarece 100 km × 1000 automobile/h = 2000 automobile × 50 km/h, pe autostradă trebuie să fie 2000 automobile.

Combinând formula de mai sus cu formula de la pagina 73, vedem că forța magnetică asupra unei porțiuni dintr-un fir este produsul dintre sarcina electrică a tuturor particulelor care se mișcă prin fir, viteza lor și câmpul magnetic. Dacă toate particulele au aceeași sarcină și aceeași viteză, ele trebuie să-și împartă în mod egal această forță. Astfel, forța asupra oricărei particule produsă de un câmp magnetic perpendicular pe direcția vitezei sale va fi dată de

$$\text{Forța asupra unei particule în mișcare datorată unui câmp magnetic perpendicular pe viteză} = \text{Sarcina electrică a particulei} \times \text{Viteza particulei} \times \text{Câmpul magnetic}$$

De exemplu, particulele emise de Soare care străbat atmosfera Pământului au sarcini electrice de aproximativ 2×10^{-19} coulombi și viteze în jur de 5×10^5 metri pe secundă, astfel că forța pe care o exercită asupra acestor particule câmpul magnetic terestru (de circa 5×10^{-5} newtoni/amper metru) este aproximativ

$$(2 \times 10^{-19}\ \text{C}) \times (5 \times 10^5\ \text{m/s}) \times (5 \times 10^{-5}\ \text{N/A m}) = 5 \times 10^{-18}\ \text{N}.$$

Nu e o forță prea mare, dar aceste particule au o masă de circa 5×10^{-26} kg, astfel încât accelerația lor magnetică este aproximativ raportul dintre 5×10^{-18} N și 5×10^{-26} kg, adică 10^8 m/s^2 — enormă în comparație cu accelerația de 9,8 m/s^2 produsă de gravitație. Forța este mai mică dacă viteza particulei nu este perpendiculară pe câmpul magnetic, și dispare cu totul pentru particulele care se mișcă de-a lungul direcției câmpului magnetic. Din acest motiv particulele încărcate emise de Soare cu viteze mari sunt canalizate de câmpul magnetic al Pământului astfel încât tind să se propage de-a lungul direcției câmpului, lovind Pământul în apropierea polilor magnetici și producând frumoasele fenomene luminoase de la miazănoapte și miazăzi atunci când intră în atmosferă.

Schimbarea de accent din lucrările lui Weber, de la problema forței magnetice asupra unui conductor parcurs de curent la cea a forței asupra unei singure particule, a pus bazele tratării de către Thomson a razelor catodice ca fluxuri de particule individuale. În particular, Thomson a putut folosi formula de mai sus privind forța magnetică asupra unei particule în mișcare, împreună cu formula de la pagina **52**, pentru a calcula deplasarea unei raze catodice într-un câmp magnetic orientat perpendicular pe direcția razei. Viteza care apare la numărătorul formulei de mai sus pentru forța magnetică compensează una dintre cele două puteri ale vitezei din numitorul formulei care dă deplasarea, astfel că obținem

$$\begin{matrix}\text{Deplasarea razei}\\ \text{datorită câmpului}\\ \text{magnetic}\end{matrix} = \frac{\begin{matrix}\text{Sarcina}\\ \text{particulei}\\ \text{din rază}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Câmpul}\\ \text{magnetic}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Lungimea}\\ \text{regiunii}\\ \text{de deflecție}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Lungimea}\\ \text{regiunii}\\ \text{de drift}\end{matrix}}{\text{Masa particulei din rază} \times \text{Viteza particulei}}$$

Esențial pentru Thomson a fost că, deoarece câmpul magnetic este proporțional cu viteza, deflecția magnetică depinde de o combinație diferită a sarcinii cu masa și viteza particulei din rază, în comparație cu cea din deflecția electrică.

REZULTATELE LUI THOMSON

Vom reuni acum teoria dezvoltată în secțiunile precedente cu rezultatele experimentale ale lui Thomson pentru a afla ceva despre particulele care constituie razele catodice. Mai întâi, să ne amintim principalele rezultate obținute mai sus. Câmpurile electrice și magnetice pe direcții perpendiculare fața de raza catodică în „regiunea de deflecție" vor produce o deplasare a razei atunci când aceasta lovește peretele de sticlă al tubului la capătul „regiunii de drift", cu o mărime dată de formulele

$$\text{Deflecția electrică} = \frac{\begin{matrix}\text{Sarcina} \\ \text{particulei} \\ \text{din rază}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Câmpul} \\ \text{electric}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Lungimea} \\ \text{regiunii} \\ \text{de deflecție}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Lungimea} \\ \text{regiunii} \\ \text{de drift}\end{matrix}}{\text{Masa particulei din rază} \times (\text{Viteza particulei})^2}$$

și

$$\text{Deflecția magnetică} = \frac{\begin{matrix}\text{Sarcina} \\ \text{particulei} \\ \text{din rază}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Câmpul} \\ \text{magnetic}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Lungimea} \\ \text{regiunii} \\ \text{de deflecție}\end{matrix} \times \begin{matrix}\text{Lungimea} \\ \text{regiunii} \\ \text{de drift}\end{matrix}}{\text{Masa particulei din rază} \times \text{Viteza particulei}}$$

Thomson cunoștea valorile câmpurilor electrice și magnetice din tub și lungimile regiunilor de deflecție și drift, și a măsurat deviațiile produse de forțele electrice și magnetice. Ce a putut atunci deduce el despre particulele din razele catodice ? Este evident că Thomson nu putea folosi aceste formule pentru a determina separat sarcina sau masa particulelor din razele catodice, deoarece în ambele formule apare doar *raportul* acestor mărimi. Nu contează — acest raport este și el interesant. (Vom reveni în capitolul 3 asupra măsurării separate a masei și sarcinii electronului.) O altă problemă era că nici una dintre formule nu putea fi folosită ca atare pentru a afla raportul dintre sarcina și masa particulelor din razele catodice, deoarece Thomson nu știa care este viteza particulelor. Dar, după cum am menționat deja, această problemă a putut fi depășită măsurând deopotrivă deflecția electrică și cea magnetică. De exemplu, să presupunem că luăm raportul acestor două ecuații. Masa, sarcina și ambele lungimi din membrul drept se compensează, dar nu și viteza, fiindcă ea apare într-o formulă la pătrat, iar în alta la puterea întâi. Aceasta conduce la rezultatul simplu

$$\frac{\text{Deflecția magnetică}}{\text{Deflecția electrică}} = \frac{\text{Câmpul magnetic}}{\text{Câmpul electric}} \times \text{Viteza}$$

Deoarece intensitățile ambelor câmpuri erau cunoscute, iar deviațiile corespunzătoare au fost măsurate, Thomson a putut să obțină de aici viteza. Apoi, tratând viteza ca pe o mărime cunoscută, a putut determina raportul dintre sarcina și masa particulelor din razele catodice folosind oricare dintre formulele pentru deflecția razei, electrică sau magnetică.

Să vedem acum datele obținute. Thomson a măsurat deflecția electrică și magnetică a razelor catodice pentru un număr de cazuri diferite, caracterizate prin valori diferite ale câmpurilor electrice și magnetice, diverse gaze la presiuni joase în tub, diverse materiale catodice și diverse viteze ale razelor catodice. Rezultatele lui sunt indicate în Tabelul 2.1, care este adaptat după articolul său din 1897 din *Philosophical Magazine.*[15] În toate aceste cazuri, Thomson a folosit o rază catodică în care distanța parcursă de rază sub influența forțelor electrice și magnetice (lungimea regiunii de deflecție) era de 0,05 m, iar distanța pe care o parcurgea ea apoi liber înainte de a lovi capătul tubului (lungimea regiunii de drift) era de 1,1 m.

Ultimele două coloane ale Tabelului 2.1 arată valorile vitezei și ale raportului masă/sarcină pentru particulele din razele catodice, deduse din măsurătorile lui Thomson asupra deflecțiilor electrice și magnetice. Formulele pentru calculul acestor mărimi sunt prelucrate în Anexa B. Să verificăm aici doar un set de rezultate ca să vedem dacă au fost calculate corect. Să ne uităm la prima linie din Tabelul 2.1. În această variantă a experimentului, câmpurile electrice și magnetice au fost de $1,5 \times 10^4$ newtoni pe coulomb și, respectiv, $5,5 \times 10^{-4}$ newtoni pe amper metru, valoarea dedusă a vitezei razelor catodice a fost $2,7 \times 10^7$ metri pe secundă, iar raportul calculat dintre masa și sarcina particulei a fost $1,4 \times 10^{-11}$ kilograme pe coulomb (echivalent cu un raport între sarcină și masă de 7×10^{10} coulomb pe kilogram). Folosind

Tabelul 2.1. *Rezultatele experimentelor lui Thomson asupra deflecției electrice și magnetice a razelor catodice*

Gazul din tubul cu raze catodice	Materialul catodului	Câmpul electric (N/C)	Deflecția electrică (m)	Câmpul magnetic ($N/A\ m$)	Deflecția magnetică (m)	Viteza dedusă a particulelor din rază (m/s)	Raportul dedus între masa și sarcina particulei (kg/C)
Aer	Aluminiu	$1,5 \times 10^{4}$	0,08	$5,5 \times 10^{-4}$	0,08	$2,7 \times 10^{7}$	$1,4 \times 10^{-11}$
Aer	Aluminiu	$1,5 \times 10^{4}$	0,095	$5,4 \times 10^{-4}$	0,095	$2,8 \times 10^{7}$	$1,1 \times 10^{-11}$
Aer	Aluminiu	$1,5 \times 10^{4}$	0,13	$6,6 \times 10^{-4}$	0,13	$2,2 \times 10^{7}$	$1,2 \times 10^{-11}$
Hidrogen	Aluminiu	$1,5 \times 10^{4}$	0,09	$6,3 \times 10^{-4}$	0,09	$2,4 \times 10^{7}$	$1,6 \times 10^{-11}$
Bioxid de carbon	Aluminiu	$1,5 \times 10^{4}$	0,11	$6,9 \times 10^{-4}$	0,11	$2,2 \times 10^{7}$	$1,6 \times 10^{-11}$
Aer	Platină	$1,8 \times 10^{4}$	0,06	$5,0 \times 10^{-4}$	0,06	$3,6 \times 10^{7}$	$1,3 \times 10^{-11}$
Aer	Platină	$1,0 \times 10^{4}$	0,07	$3,6 \times 10^{-4}$	0,07	$2,8 \times 10^{7}$	$1,0 \times 10^{-11}$

Deflecțiile electrice variază chiar și pentru același câmp electric, din cauza vitezelor diferite ale razelor catodice în diversele cazuri. Deflecțiile magnetice sunt aici egale cu cele electrice, deoarece Thomson a ajustat câmpul magnetic pentru a produce aceeași deflecție ca și câmpul electric. Am calculat rezultatele date în ultimele două coloane folosind datele publicate de Thomson. Unele din ele diferă printr-o unitate în ultima zecimală față de valorile date de Thomson. Presupun că aceasta se explică prin faptul că datele experimentale publicate de Thomson au fost rotunjite față de datele reale, iar Thomson a folosit în calculele sale datele reale.

formulele de la începutul acestei secțiuni, găsim următoarele deflecții

$$\text{Deflecția electrică} = \frac{(7 \times 10^{10}\ \text{C/kg}) \times (1{,}5 \times 10^{4}\ \text{N/m}) \times 0{,}05\text{m} \times 1{,}1\ \text{m}}{(2{,}7 \times 10^{7}\ \text{m/s})^2}$$

$$= 0{,}08\ \text{m},$$

$$\text{Deflecția magnetică} = \frac{(7 \times 10^{10}\ \text{C/kg}) \times (5{,}5 \times 10^{-4}\ \text{N/A m}) \times 0{,}05\text{m} \times 1{,}1\ \text{m}}{(2{,}7 \times 10^{7}\ \text{m/s})^2}$$

$$= 0{,}08\ \text{m}.$$

Rezultatele sunt în concordanță cu deviațiile măsurate, ceea ce confirmă faptul că viteza și raportul masă/sarcină au fost calculate corect. Întâmplător, am obținut aici aceeași deviație pentru cele două câmpuri, electric și magnetic (ca și în alte desfășurări ale experimentului) pentru un motiv fără vreo importanță deosebită; pur și simplu Thomson a găsit că este convenabil să ajusteze câmpul magnetic la fiecare derulare a experimentului până când el producea aceeași deviație ca și câmpul electric.

Ultima coloană a Tabelului 2.1 arată o concordanță rezonabilă. Deși gazul din tubul cu raze catodice și materialul catodului erau diferite de la experiment la experiment, iar viteza particulelor din rază varia printr-un factor de aproape 2, rapoartele masă/sarcină ale particulelor presupuse a forma razele catodice au fost aproape aceleași în toate cazurile. Aceasta a constituit (cel puțin pentru Thomson) dovada evidentă că razele catodice constau dintr-un singur tip de particule, cu o valoare unică a masei și sarcinii, indiferent de materialul catodului din care erau ele emise.

Făcând media rezultatelor lui Thomson pentru raportul masă/sarcină al particulelor din razele catodice se obține o valoare de $1{,}3 \times 10^{-11}$ kilograme pe coulomb. Thomson nu a publicat estimările marjelor de eroare ale măsurătorilor

sale individuale (o lipsă care ar face ca manuscrisul să-i fie returnat de orice revistă bună de fizică la care l-ar trimite azi). Dar, din distribuția valorilor obținute de el pentru raportul masă/sarcină, putem trage concluzia că aceste *valori trebuie să fi fost supuse unei erori statistice (în ambele sensuri) de circa* $0{,}2 \times 10^{-11}$ kilograme pe coulomb.

Rezultatul lui Thomson, constând într-un raport masă/sarcină situat probabil între $1{,}1 \times 10^{-11}$ kg/C și $1{,}5 \times 10^{-11}$ kg/C, poate fi comparat cu valoarea modernă de $0{,}56857 \times 10^{-11}$ kg/C. Evident, Thomson nu a ajuns foarte aproape. Întrucât rezultatele sale au un grad destul de mare de concordanță internă, e de bănuit că exista o eroare sistematică mare în măsurarea de către Thomson a câmpurilor electrice și magnetice, care a afectat toate variantele experimentului său, dar după mai bine de o sută de ani cine poate ști? Thomson nu era foarte priceput în mânuirea aparatelor. Dar el nu s-a bazat doar pe măsurătorile deflecției electrice și magnetice pentru a determina raportul masă/sarcină al particulelor din razele catodice. Thomson a folosit și o altă metodă, pornind de la măsurarea căldurii depozitate la capătul tubului. Ne vom întoarce la această metodă după ce vom prezenta noțiunea de energie.

PRIVIRE RETROSPECTIVĂ: ENERGIA

Corpurile care se mișcă au capacitatea de a afecta obiectele pe care le izbesc. Din toată experiența noastră — picăturile de ploaie care lovesc pământul, gloanțele care izbesc o țintă sau electronii care lovesc capătul tubului cu raze catodice — știm că aceste efecte cresc cu masa și cu viteza corpului aflat în mișcare. De fapt, există o combinație simplă dintre masă și viteză care constituie o măsură extraordinar de utilă a capacității corpurilor în mișcare de a produce efecte

de toate felurile. Ea este cunoscută sub numele de *energie cinetică* și e dată de formula

$$\text{Energia cinetică} = \frac{1}{2} \times \text{Masa} \times (\text{Viteza})^2$$

Energia apare sub multe forme, dar energia cinetică este cel mai ușor de descris și servește ca prototip pentru toate celelalte forme de energie. Unitatea de energie în sistemul metru-kilogram-secundă* este *joule* (J). De exemplu, energia cinetică a unui automobil cu masa de 2×10^3 kg și viteza de 30 m/s este

$$\frac{1}{2} \times (2 \times 10^3 \text{ kg}) \times (30 \text{ m/s})^2 = 9 \times 10^5 \text{ J}.$$

Importanța acestei combinații particulare a masei și vitezei apare din relația sa cu *lucrul mecanic*. Lucrul mecanic este o măsură a efectului obținut atunci când o forță este folosită pentru a împinge ceva pe o anumită distanță; el este pur și simplu produsul dintre forță și distanță. Suntem conștienți, atunci când ridicăm un obiect greu, că efortul pe care îl facem e proporțional atât cu forța pe care trebuie s-o exercităm împotriva gravitației (adică, a greutății obiectului) cât și cu înălțimea la care este ridicat obiectul. Atunci când asupra unui corp se exercită o forță care nu e compensată de o altă forță, cum e gravitația, corpul va fi accelerat. În acest caz, *creșterea energiei cinetice a corpului este exact egală cu lucrul mecanic efectuat*. (Acest rezultat este demonstrat în Anexa D). De exemplu, dacă împingem un corp cu o forță de 1 N pe o distanță de 1 m, creșterea energiei cinetice a corpului este de exact 1 J. Această relație se aplică și invers: atunci când un corp în mișcare împinge un obstacol, lucrul mecanic pe care îl *face* corpul este egal cu *descreșterea* energiei sale cinetice. Factorul $\frac{1}{2}$ din definiția energiei cinetice a fost pus tocmai pentru ca energia cinetică primită

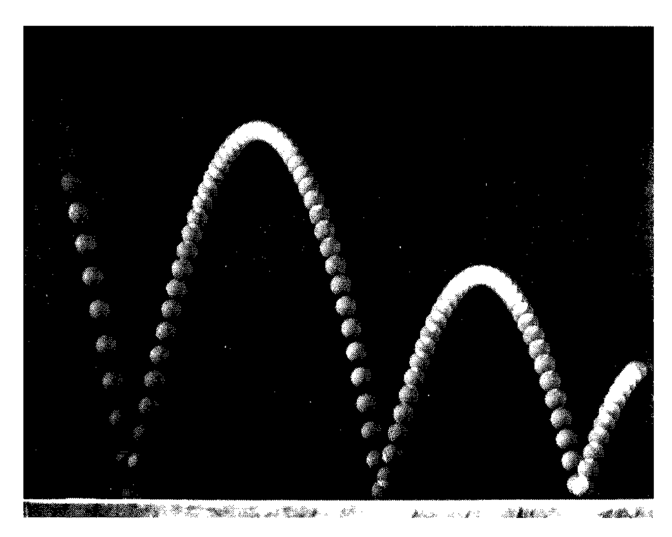
---

* Acest sistem se numește Sistemul Internațional de Unități (SI). (*N.t.*)

sau pierdută de un corp să fie legată în acest mod simplu de lucrul mecanic efectuat asupra corpului sau de către acesta.

Relația dintre energia cinetică și lucrul mecanic conduce într-un mod direct la a doua proprietate importantă a energiei cinetice: aceea că într-o categorie largă de situații ea *se conservă*. Dacă, de exemplu, într-un joc de biliard bila tac lovește bila opt, și dacă bilele nu se încălzesc apreciabil și nici nu se modifică în vreun alt fel în ciocnire, atunci — deși bila tac va pierde ceva energie cinetică și bila opt va câștiga — *suma* energiilor cinetice ale celor două bile va avea după ciocnire aceeași valoare ca și înainte. Aceasta deoarece, conform legii a treia a lui Newton, forța exercitată de bila tac asupra bilei opt este egală în mărime și opusă ca direcție cu forța exercitată de bila opt asupra bilei tac. În plus, cât timp cele două bile sunt în contact, ele se mișcă pe aceeași distanță. Deci, lucrul mecanic făcut *asupra* bilei opt este egal cu lucrul făcut *de către* bila tac. Rezultă de aici că creșterea energiei cinetice a bilei opt este echilibrată de scăderea energiei cinetice a bilei tac, astfel că energia cinetică totală rămâne constantă.

Desigur, energia cinetică nu se conservă atunci când corpurile acționează la distanță unele de altele — de exemplu, când un corp cade sub influența gravitației Pământului. În acest caz, corpul care cade câștigă evident energie cinetică, în timp ce energia cinetică a Pământului rămâne practic neschimbată. Aceasta este o problemă care a fost întâlnită de nenumărate ori în folosirea conceptului de energie. Energia este mai întâi definită astfel încât se conservă într-un anumit context limitat (cum e ciocnirea bilelor de biliard), ca apoi să se constate într-un context mai larg că nu se conservă. Răspunsul la această problemă, care s-a dovedit foarte rodnic în fizică, a fost nu să se abandoneze conceptul de energie, ci să se lărgească — să se definească noi forme de energie, astfel încât valoarea totală a tuturor tipurilor de energie să se conserve.

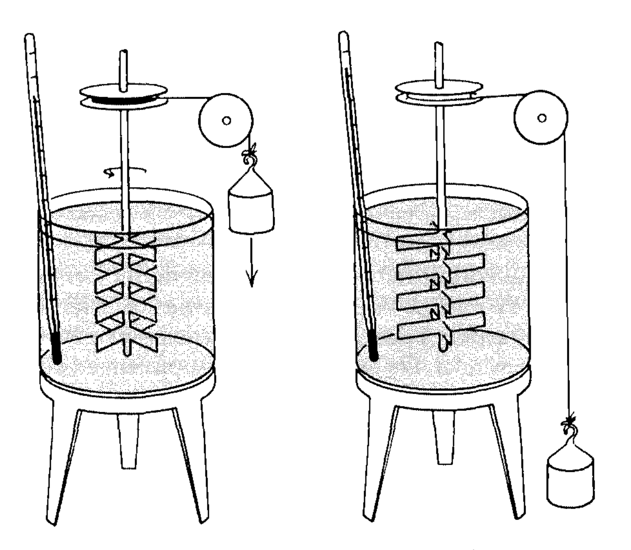


În această fotografie stroboscopică a unei mingi de golf care ricoșează, fiecare expunere este separată de precedenta prin același mic interval de timp. Fotografia demonstrează relația dintre înălțimea căderii și viteza finală atinsă, și transformarea reciprocă a energiei potențiale și cinetice. În punctul cel mai de sus al fiecărui salt toată energia mingii este potențială; în punctul cel mai de jos, ea este în întregime cinetică.

În cazul corpurilor în cădere, putem defini într-adevăr un alt tip de energie — energia de poziție, sau *energia potențială* — astfel că energia totală, cinetică plus potențială, rămâne constantă. De exemplu, să presupunem că definim energia potențială a unui corp în câmpul gravitațional aproape de suprafața Pământului ca fiind forța constantă exercitată de gravitație asupra corpului înmulțită cu înălțimea corpului față de sol. Atunci descreșterea energiei potențiale a corpului care cade este egală cu forța exercitată de gravitație înmulțită cu distanța de cădere, indiferent dacă el ajunge sau nu până la suprafață. Acesta este chiar lucrul mecanic efectuat de gravitație, și deci este egal cu creșterea energiei

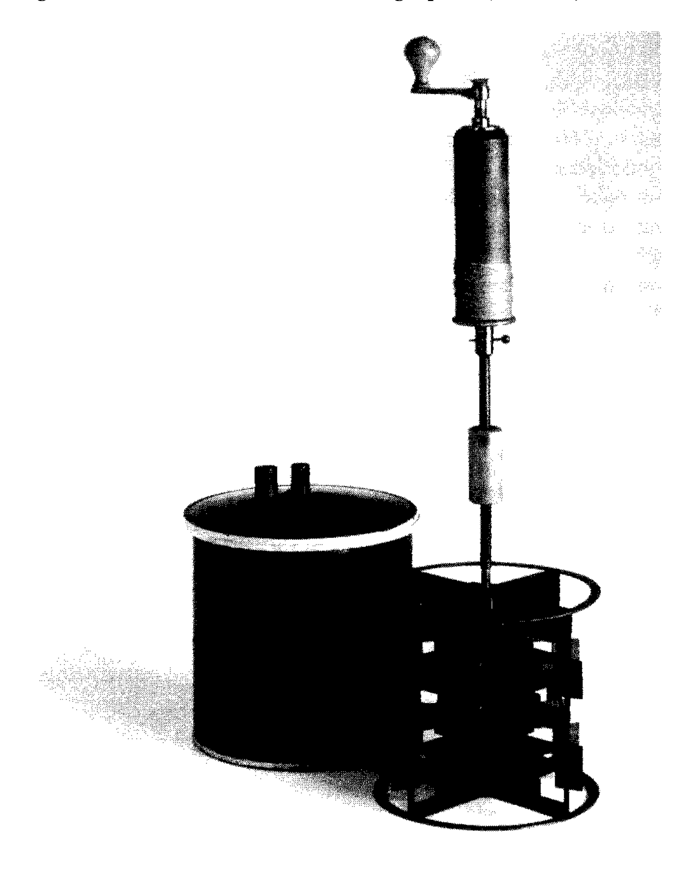
cinetice a corpului. Descreșterea energiei potențiale este echilibrată de creșterea energiei cinetice, astfel că totalul se conservă. După cum vom vedea, este posibil să definim energia potențială în mod similar pentru toate câmpurile de forță, inclusiv câmpurile electrice.

Chiar și atunci când forța exercitată de un anumit câmp variază de la un loc la altul, putem defini energia potențială a corpului într-un anumit punct ca fiind lucrul mecanic ce ar fi făcut de câmp pentru a deplasa corpul din acel punct până într-un punct fix de referință, cum ar fi suprafața Pământului. Energia cinetică dobândită când corpul se mișcă dintr-un loc în altul este exact egală cu diferența energiilor sale potențiale în cele două poziții, astfel că energia mecanică totală, suma dintre energia cinetică și cea potențială, rămâne constantă.



Cu acest aparat, Joule a realizat experimente care demonstrază conservarea energiei. O greutate în cădere rotea paletele, ceea ce producea încălzirea apei prin frecare; creșterea temperaturii putea fi măsurată.

În câmpurile electrice, după cum am văzut, forța exercitată asupra unui corp încărcat este totdeauna proporțională cu sarcina electrică a corpului. Astfel, este convenabil pentru câmpul electric să definim o mărime, numită *potențial electric*, ca fiind energia potențială a unei particule încărcate împărțită la sarcină. În sistemul de unități metru-kilogram-secundă (SI), unitatea de energie potențială este joule-ul,



astfel încât unitatea de potențial electric este joule pe coulomb, unitate ce a primit numele special de *volt* (V). Cu alte cuvinte, câmpul electric va efectua un lucru mecanic de un joule asupra unui corp care poartă o sarcină electrică de un coulomb atunci când corpul este deplasat dintr-un punct în altul printr-o diferență de potențial electric de un volt. Importanța acestui concept constă în faptul că potențialele electrice pot fi folosite pentru a caracteriza mediul în care se mișcă sarcinile electrice indiferent de mărimea sarcinilor însele. O baterie electrică poate fi privită ca o mașină pentru producerea unei diferențe de potențial fixe între borna sa pozitivă și cea negativă, sau între orice fire care le leagă. De exemplu, să presupunem că o baterie de lanternă de 1,5 volți produce un curent electric de 0,1 amperi prin filamentul unui bec luminos, astfel că sarcina electrică transferată de la o bornă a bateriei la cealaltă este de 0,1 coulombi pe secundă. Lucrul mecanic efectuat de baterie asupra fiecărui coulomb este de 1,5 jouli, astfel că rata efectuării lucrului mecanic este de 0,15 jouli pe secundă (sau, echivalent, 0,15 watt, deoarece watt-ul este unitatea de putere egală cu un joule pe secundă).

Ideea de energie cinetică a fost introdusă de fizicianul olandez Christian Huygens (1629–1695) într-o carte publicată postum în 1706. Acest concept, mai ales sub numele latinesc de *vis viva*, a continuat să fie util în dezvoltarea mecanicii în secolul al XVIII-lea. În secolul al XIX-lea importanța lui s-a extins mult, pe măsură ce energia cinetică și cea potențială s-au contopit în ideea mai generală de energie sub toate formele sale.

Paternitatea acestei noi și mai generale înțelegeri a energiei îi este de regulă atribuită uneia din cele mai remarcabile figuri din istoria științei, americanul Benjamin Thompson (1753–1814), care a devenit în 1792 contele Rumford al Sfântului Imperiu Roman. Despre Thompson se spune că a fost „loialist, trădător, spion, criptograf, oportunist, afemeiat, filantrop, plicticos egotist, mercenar, consilier militar și

tehnic, inventator, plagiator, expert în căldură și fondatorul celui mai mare salon de popularizare a științei, Institutul Regal."[16] Născut în Woburn, în Massachusetts, el a fugit în Anglia la izbucnirea revoluției americane în 1776, iar apoi în Germania. Acolo, în timp ce ocupa funcția de comandant al armatei bavareze, studiul artileriei l-a făcut să pună sub semnul întrebării noțiunile existente la acea dată privind natura căldurii. Despre căldură se credea că e un fluid fără greutate numit „caloric", dar Thompson a respins această idee observând că se poate produce o cantitate nelimitată de căldură printr-un lucru mecanic continuu, cum e alezarea țevii unui tun. Thompson a tras concluzia că și căldura e o formă de mișcare, dar nu a exprimat această idee în termeni preciși și nu a formulat vreo echivalență între lucrul mecanic și căldură.

Pasul următor a fost făcut în anii 1840 de Julius Mayer (1814–1878) și James Prescott Joule (1818–1889). Ei au ajuns în mod independent la concluzia că lucrul mecanic și căldura sunt interconvertibile; o anumită cantitate de lucru mecanic conduce mereu la aceeași cantitate de căldură și reciproc. În termeni moderni, energia mecanică necesară pentru a produce o calorie este de 4,184 joule. (*Caloria* este definită drept cantitatea de căldură necesară pentru a ridica temperatura unui gram de apă de la 3,5° la 4,5° Celsius. Este practic căldura necesară pentru a-i da un grad Celsius în plus unui gram de apă la orice temperatură.*) De exemplu, după cum am menționat mai înainte, forța gravitațională asupra unui corp cu masa de 1 kg la suprafața Pământului este de 9,8 N, astfel încât, dacă corpul cade un metru, energia lui cinetică va fi de 9,8 N m, sau 9,8 J. Dacă acest corp cade într-o găleată cu apă, se vor forma stropi și apa se va pune în mișcare, dar după un timp vălurelele se vor stinge și toată energia cinetică a corpului care a căzut

* Kilocaloria, folosită pentru a măsura energia alimentelor și numită uneori calorie în acest context, este de 1 000 de ori mai mare. (*N.a.*)

se va fi transformat în căldură. Cantitatea de căldură produsă în acest fel va fi

$$\frac{9{,}8\ \text{J}}{4{,}184\ \text{J/cal}} = 2{,}3\ \text{cal}$$

De exemplu, dacă găleata conține 10 kg (10^4 g) de apă, temperatura apei va crește cu $2{,}3 \times 10^{-4}$ C. Valorea mică a acestei modificări a temperaturii explică de ce a fost nevoie de un timp atât de lung până să se recunoască convertibilitatea reciprocă dintre energia mecanică și căldură.

Deoarece energia mecanică și căldura sunt interconvertibile, conceptul de energie se poate extinde pentru a include căldura. O calorie e privită ca 4,184 J de energie calorică. Atunci când energia mecanică se transformă în căldură, ca în cazul alezării țevilor de tun, sau când căldura se transformă în energie mecanică, ca în cazul locomotivei cu aburi, energia totală se conservă. Frumusețea acestei idei este că ne permite să facem predicții precise pentru un mare număr de fenomene a căror natură nu este complet înțeleasă. De exemplu, căderea unui corp greu într-o găleată cu apă este o treabă destul de complicată, și nimeni nu e în stare să trateze în detaliu stropii și încrețiturile apei, dar conservarea energiei poate fi folosită pentru a prezice creșterea temperaturii apei cu precizie totală. Se spune că Joule și-a petrecut luna de miere verificând creșterea prezisă a temperaturii apei după ce trecuse printr-o cascadă.

Relații energetice în experimentul lui Thomson

Putem acum să închidem cercul în discuția noastră privind experimentul lui Thomson.

Mai întâi, cum a aflat Thomson valoarea câmpului electric între plăcile de aluminiu încărcate cu sarcină electrică

în tubul său cu raze catodice ? În primele cinci rulări ale experimentului său, plăcile de aluminiu încărcate electric care produceau câmpul erau conectate la o baterie de 225 V. Aceasta înseamnă că lucrul mecanic efectuat pentru a transporta orice sarcină electrică de la o placă la alta era de 225 J pe coulomb. Distanța dintre plăci era de 0,015 m. Deoarece lucrul mecanic este egal cu forța înmulțită cu distanța, forța electrică pe coulomb înmulțită cu 0,015 m era de 227 J pe coulomb. Împărțind la distanță, obținem o forță pe coulomb de

$$\frac{225\ \text{J/C}}{0{,}015\ \text{m}} = 1{,}5 \times 10^4\ \text{J/C m} = 1{,}5 \times 10^4\ \text{N/C}.$$

(Amintiți-vă că un joule este un newton metru.) Această forță pe coulomb reprezintă chiar câmpul electric care intră în primele cinci linii ale Tabelului 2.1. (Câmpurile electrice diferite din ultimele două variante ale experimentului au fost obținute cu baterii de 270 V și 150 V, în loc de 225 V.)

Acest mic calcul sugerează un mod diferit în care experimentul lui Thomson ar fi putut fi efectuat. Dacă anodul și catodul ar fi legate la bornele unei baterii sau la un generator de tensiune cunoscută, atunci particulele din razele catodice care trec de la catod la anod capătă o energie cinetică pe coulomb cunoscută, și egală chiar cu această tensiune.* Energia cinetică este jumătate din produsul dintre

* Există o unitate de energie care se adaptează în mod natural acestui tip de experiment: electron-voltul, energia câștigată de un electron (sau orice altă particulă încărcată cu aceeași sarcină electrică) ce se mișcă printr-o diferență de potențial electric de un volt. De exemplu, dacă anodul și catodul din tubul cu raze catodice al lui Thomson ar fi conectați la borna pozitivă și, respectiv, negativă a unei baterii de 300 V, fiecare electron accelerat de la catod la anod ar primi o energie cinetică de 300 electron-volți. Din păcate, nu este posibil să corelăm electron-voltul cu unitățile obișnuite de energie cum este joule-ul fără a cunoaște sarcina electrică a electronului. Prin definiția voltului, lucrul mecanic exprimat

masa particulei și pătratul vitezei, astfel că împărțind prin sarcină avem

$$\text{Tensiunea între catod și anod} = \frac{\frac{1}{2} \times \text{Masa particulelor} \times (\text{Viteza particulelor})^2}{\text{Sarcina electrică a particulelor}}$$

Observați că acea combinație a parametrilor particulei din rază care apare în membrul drept este exact aceeași cu cea care apare în formula deflecției electrice la pagina **64**, cu diferența că numărătorul și numitorul sunt permutați între ei. Astfel, în principiu, măsurătoarea dificilă a deflecției

---

în jouli este egal cu tensiunea înmulțită cu sarcina în coulombi, astfel că un electron-volt exprimat în jouli este numeric egal cu sarcina electronului în coulombi. Din lucrările lui Millikan (prezentate în capitolul 3) știm că sarcina electronului este $1{,}6 \times 10^{-19}$ C, astfel că electron-voltul este egal cu $1{,}6 \times 10^{-19}$ J (mai precis, $1{,}602 \times 10^{-19}$ J). Am putea folosi orice unitate dorim pentru energiile particulelor elementare, dar electron-voltul (prescurtat eV) a devenit unitatea de energie tradițională. Toți fizicienii știu că energia necesară pentru a extrage electronul din atomul de hidrogen este de 13,6 eV, energia necesară pentru a scoate un proton sau un neutron dintr-un nucleu tipic de greutate medie este de circa 8 milioane de eV (MeV) și așa mai departe. Tuburile cu raze catodice din anii 1890 produceau fluxuri de electroni cu energii cinetice de sute de eV. Primele acceleratoare, construite în anii 1930 de Cockcroft și Walton la laboratorul Cavendish și de E. O. Lawrence la Berkeley, produceau energii cinetice pentru protoni de ordinul a $10^5 - 10^6$ eV. Energii de peste 10^8 eV au fost atinse la sfârșitul anilor 1940, iar de 10^9 eV (un GeV) au fost atinse în anii 1950. Astăzi, recordul de energie este deținut de acceleratorul Tevatron de la Fermi National Accelerator Laboratory de lângă Chicago, care accelerează protoni până la circa 10^{12} eV (un TeV). Un accelerator (Large Hadron Collider), în construcție la laboratorul CERN de lângă Geneva, va accelera protoni până la 7×10^{12} eV. Dar nici un accelerator construit de om nu atinge energiile cele mai înalte găsite în razele cosmice. Aceste raze constau din protoni și alte particule care intră în atmosferă venind din spațiul interstelar sau poate intergalactic, cu energii de până la 10^{21} eV. Din păcate, razele cosmice de energii înalte nu sunt frecvente și interacționează într-un mod complicat cu atmosfera Pământului, astfel că nu pot înlocui acceleratoarele construite de om. (*N.a.*)

de către forțele electrice ar putea fi înlocuită prin măsurarea diferenței de potențial dintre catod și anod.

Această ultimă metodă a fost aplicată în 1896–1898 de Walter Kaufmann (1871–1947) de la Institutul de Fizică din Berlin, pentru a măsura raportul masă/sarcină al razelor catodice. Rezultatul său pentru raportul masă/sarcină a fost de $0{,}54 \times 10^{-11}$ kg/C — foarte bun în comparație cu valoarea modernă de $0{,}5687 \times 10^{-11}$ kg/C. Totuși, după cum vom vedea în secțiunea următoare, Kaufmann s-a abținut de la a trage concluzii privind natura particulelor din razele catodice.

Cam în același timp, Emil Wiechert măsura la Königsberg deflecția magnetică a razelor catodice și estima viteza lor aplicând, atât pe catod cât și pe magneții care produceau devierea razelor, un curent alternativ în locul unuia continuu. Razele catodice erau produse numai în jumătățile de ciclu ale curentului în care catodul era încărcat negativ, iar direcția de deflecție observată depindea de timpul necesar razei catodice pentru a se propaga de la catod până la regiunea de deflecție, deci de viteza particulelor din razele catodice. Din rezultatele experimentului său, Wiechert a tras concluzia că razele catodice constau din particule încărcate electric cu un raport dintre masă și sarcină de aproximativ $0{,}5 \times 10^{-11}$ kg/C.

În sfârșit, ajungem la metoda pe care Thomson a utilizat-o în 1897 pentru a obține cea mai bună valoare a sa pentru raportul masă/sarcină. În această metodă, raza catodică era dirijată spre un mic colector de metal care capta sarcina electrică a particulelor din rază și care capta de asemenea și energia lor cinetică, convertind-o în căldură. Raportul dintre energia calorică și sarcina electrică depuse în colector dă atunci raportul dintre energia cinetică și sarcina *fiecărei* particule din rază:

$$\frac{\text{Energia calorică depusă}}{\text{Sarcina depusă}} = \frac{\frac{1}{2} \times \text{Masa particulelor} \times (\text{Viteza particulelor})^2}{\text{Sarcina electrică a particulelor}}$$

Din nou, combinația parametrilor razei din membrul drept este exact aceeași cu combinația din formula deflecției electrice de la pagina **64** (exceptând permutarea numărătorului cu numitorul), astfel că această combinație de parametri poate fi determinată măsurând raportul dintre căldura și sarcina depozitate, în locul deflecției produse de câmpul electric sau al diferenței de potențial dintre catod și anod. Acesta este un alt exemplu frumos al puterii principiului conservării energiei. Thomson nu avea nici o idee privind procesele fizice detaliate care au loc atunci când o rază catodică lovește un colector de metal, dar era sigur că creșterea energiei calorice a colectorului trebuia să fie exact egală cu energia cinetică pierdută de particulele din razele catodice când sunt stopate de colector.

Rezultatele lui Thomson pentru trei tuburi cu raze catodice diferite sunt date în Tabelul **2.2**. Coloana a doua indică raportul măsurat dintre căldura și sarcina electrică depuse în colector în timpul (de circa o secundă) cât raza catodică era prezentă. Coloana a treia conține valoarea masei înmulțită cu viteza și împărțită la sarcina particulelor din rază, mărime determinată pe baza ecuațiilor de la pagina **79** din valoarea măsurată a deflecției razei catodice de către câmpul magnetic. Ultimele două coloane indică valorile vitezei și raportul masă/sarcină pentru particulele din razele catodice, deduse din mărimile măsurate date mai sus. Formulele pentru calculul raportului masă/sarcină și al vitezei sunt prelucrate în Anexa E; pentru moment, să verificăm doar că rezultatele sunt corecte. Dacă folosim valorile deduse pentru viteză și raportul masă/sarcină date în prima linie a Tabelului **2.2**, atunci formulele de la pagina **95** dau un raport dintre căldură și sarcină de

$$\frac{1}{2} \times (0{,}57 \times 10^{-11}\ \mathrm{kg/C}) \times (4 \times 10^{7}\ \mathrm{m/s})^{2} = 4{,}6 \times 10^{3}\ \mathrm{J/C},$$

care este într-adevăr valoarea măsurată de Thomson. (Întâmplător, în acest experiment sarcina electrică depusă în

Tabelul 2.2. *Rezultatele experimentelor lui Thomson*[17] *privind raportul dintre căldura și sarcina depozitate de raza catodică și deflecția magnetică a razei*

Gazul din tubul cu raze catodice	Raportul dintre energia calorică și sarcina depusă (*J/C*)	Masa × Viteza / Sarcina electrică (*kg m/s C*, *măsurat prin deflecție magnetică*)	Viteza dedusă (*m/s*)	Raportul dedus masă/sarcină (*kg/C*)
Tubul 1:				
Aer	$4{,}6 \times 10^3$	$2{,}3 \times 10^{-4}$	4×10^7	$0{,}57 \times 10^{-11}$
Aer	$1{,}8 \times 10^4$	$3{,}5 \times 10^{-4}$	10^8	$0{,}34 \times 10^{-11}$
Aer	$6{,}1 \times 10^3$	$2{,}3 \times 10^{-4}$	$5{,}4 \times 10^7$	$0{,}43 \times 10^{-11}$
Aer	$2{,}5 \times 10^4$	4×10^{-4}	$1{,}2 \times 10^8$	$0{,}32 \times 10^{-11}$
Aer	$5{,}5 \times 10^3$	$2{,}3 \times 10^{-4}$	$4{,}8 \times 10^7$	$0{,}48 \times 10^{-11}$
Aer	10^4	$2{,}85 \times 10^{-4}$	7×10^7	$0{,}4 \times 10^{-11}$
Aer	10^4	$2{,}85 \times 10^{-4}$	7×10^7	$0{,}4 \times 10^{-11}$
Hidrogen	6×10^4	$2{,}05 \times 10^{-4}$	6×10^7	$0{,}35 \times 10^{-11}$
Hidrogen	$2{,}1 \times 10^4$	$4{,}6 \times 10^{-4}$	$9{,}2 \times 10^7$	$0{,}5 \times 10^{-11}$
Bioxid de carbon	$8{,}4 \times 10^3$	$2{,}6 \times 10^{-4}$	$7{,}5 \times 10^7$	$0{,}4 \times 10^{-11}$
Bioxid de carbon	$1{,}47 \times 10^4$	$3{,}4 \times 10^{-4}$	$8{,}5 \times 10^7$	$0{,}4 \times 10^{-11}$
Bioxid de carbon	3×10^4	$4{,}8 \times 10^{-4}$	$1{,}3 \times 10^8$	$0{,}39 \times 10^{-11}$
Tubul 2:				
Aer	$2{,}8 \times 10^3$	$1{,}75 \times 10^{-4}$	$3{,}3 \times 10^7$	$0{,}53 \times 10^{-11}$
Aer	$4{,}4 \times 10^3$	$1{,}95 \times 10^{-4}$	$4{,}1 \times 10^7$	$0{,}47 \times 10^{-11}$
Aer	$3{,}5 \times 10^3$	$1{,}81 \times 10^{-4}$	$3{,}8 \times 10^7$	$0{,}47 \times 10^{-11}$
Hidrogen	$2{,}8 \times 10^3$	$1{,}75 \times 10^{-4}$	$3{,}3 \times 10^7$	$0{,}53 \times 10^{-11}$
Aer	$2{,}5 \times 10^3$	$1{,}6 \times 10^{-4}$	$3{,}1 \times 10^7$	$0{,}51 \times 10^{-11}$
Bioxid de carbon	2×10^3	$1{,}48 \times 10^{-4}$	$2{,}5 \times 10^7$	$0{,}54 \times 10^{-11}$
Aer	$1{,}8 \times 10^3$	$1{,}51 \times 10^{-4}$	$2{,}3 \times 10^7$	$0{,}63 \times 10^{-11}$
Hidrogen	$2{,}8 \times 10^3$	$1{,}75 \times 10^{-4}$	$3{,}3 \times 10^7$	$0{,}53 \times 10^{-11}$
Hidrogen	$4{,}4 \times 10^3$	$2{,}01 \times 10^{-4}$	$4{,}4 \times 10^7$	$0{,}46 \times 10^{-11}$
Aer	$2{,}5 \times 10^3$	$1{,}76 \times 10^{-4}$	$2{,}8 \times 10^7$	$0{,}61 \times 10^{-11}$
Aer	$4{,}2 \times 10^3$	2×10^{-4}	$4{,}1 \times 10^7$	$0{,}48 \times 10^{-11}$
Tubul 3:				
Aer	$2{,}5 \times 10^3$	$2{,}2 \times 10^{-4}$	$2{,}4 \times 10^7$	$0{,}9 \times 10^{-11}$
Aer	$3{,}5 \times 10^3$	$2{,}25 \times 10^{-4}$	$3{,}2 \times 10^7$	$0{,}7 \times 10^{-11}$
Hidrogen	3×10^3	$2{,}5 \times 10^{-4}$	$2{,}5 \times 10^7$	$1{,}0 \times 10^{-11}$

colector a fost tipic de câteva sutimi de miimi de coulombi pe secundă, deci câteva sutimi de miimi dintr-un amper, prin urmare căldura depusă a fost de câteva sutimi de joule pe secundă — suficientă pentru a crește temperatura unui mic colector cu câteva grade Celsius pe secundă.)

Evident, această metodă a funcționat mult mai bine decât cea bazată pe măsurarea atât a deflecției magnetice cât și a celei electrice. Rezultatele pentru primele două tuburi au un grad înalt de uniformitate și dau o valoare medie pentru raportul masă/sarcină de $0{,}49 \times 10^{-11}$ kg/C — nu departe de valoarea modernă de $0{,}56857 \times 10^{-11}$ kg/C. În mod ciudat, Thomson a preferat rezultatele obținute cu cel de-al treilea tub al său, care au dat o valoare de aproape două ori mai mare. S-ar putea ca Thomson să fi preferat valoarea mai mare a raportului masă/sarcină deoarece era în concordanță cu rezultatul obținut de el prin măsurarea deflecțiilor electrice și magnetice. Oricum, timp de câțiva ani Thomson obișnuia să citeze raportul masă/sarcină ca fiind de circa 10^{-11} kg/C.

Vom reveni în capitolul 3 asupra modului în care masa și sarcina particulelor din razele catodice au fost măsurate separat.

ELECTRONII CA PARTICULE ELEMENTARE

Tot ce a făcut până acum Thomson a fost să măsoare raportul masă/sarcină al acelor particule din care sunt constituite razele catodice. Și totuși, el a tras imediat concluzia că aceste particule sunt constituenți fundamentali pentru toată materia obișnuită. După cum el însuși spunea,

> ...avem în razele catodice materie într-o nouă stare, o stare în care subdiviziunea materiei este realizată într-un grad mult mai mare decât în starea gazoasă obișnuită: o stare în care toată materia — adică, materia obținută din diverse surse precum

hidrogen, oxigen etc. — este de același tip, această materie fiind substanța din care sunt alcătuite elementele chimice.[17]

Era o concluzie foarte îndrăzneață. Peste ani, Thomson avea să-și amintească:

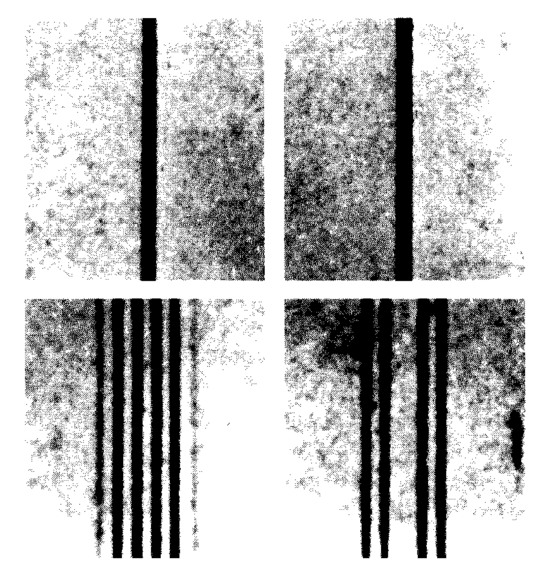
La început foarte puțini credeau în existența acestor corpuri mai mici decât atomii. Un distins fizician, care fusese prezent la expunerea mea [din 1897] de la Institutul Regal, mi-a spus chiar, mult timp după aceea, că atunci era convins că „îi trăgeam pe sfoară."[18]

Într-adevăr, nu exista nici o posibilitate ca existența unor particule mai mici în interiorul atomului să poată fi verificată pe baza experimentelor lui Thomson din 1897. Thomson nu a pretins că a demonstrat-o, dar existau câteva indicii care l-au condus către concluziile lui revoluționare.

Primul dintre aceste indicii a fost universalitatea rapoartelor măsurate dintre masă și sarcină. Valoarea raportului masă/sarcină pentru particulele din razele catodice părea să nu depindă de nici una din particularitățile condițiilor în care era măsurat. De exemplu, așa cum am văzut în secțiunea precedentă, valoarea acestui raport era aproximativ aceeași pentru un tub care conținea bioxid de carbon cu un catod de aluminiu, ca și pentru un tub care conținea aer și un catod de platină (a cincea și, respectiv, a șasea linie din Tabelul 2.1), deși vitezele razelor erau foarte diferite. Thomson a citat de asemenea un rezultat al spectroscopistului olandez Pieter Zeeman (1865–1943) indicând că valori similare pentru raportul masă/sarcină caracterizează curenții electrici din atomii care sunt răspunzători pentru emisia și absorbția luminii.

(Zeeman studiase spectrul elementului sodiu într-un câmp magnetic. Spectrul oricărui element este ansamblul frecvențelor specifice ale luminii care poate fi emisă sau absorbită de atomii acelui element. De exemplu, când un compus care

conține elementul sodiu este introdus într-o flacără, iar lumina flăcării este separată în culorile componente cu ajutorul unei prisme sau unei rețele de difracție, benzile de culoare sunt traversate de un număr de linii strălucitoare la anumite culori specifice — culori ce corespund frecvențelor luminii emise de atomii acelui element. Diferența dintre lumina de o culoare și alta este pur și simplu diferența de frecvență; lumina violetă are o frecvență aproape dublă față de lumina roșie, iar celelalte culori au frecvențe intermediare. La fel, când lumina unei flăcări fără impurități trece printr-un gaz rece care conține atomi ai elementului în chestiune și este apoi descompusă în culorile componente, benzile de culoare vor fi traversate de linii întunecate având exact aceleași culori ca liniile strălucitoare de mai înainte. Aceste linii întunecate marchează frecvențele la care lumina flăcarii este absorbită de atomii gazului. Spectrul sodiului constă dintr-o pereche de linii clare cunoscute sub numele de linii D, de frecvențe apropiate în lumina portocalie. Aceste linii D sunt răspunzătoare pentru culoarea portocalie a luminii date de lămpile cu sodiu, folosite pentru iluminarea multor autostrăzi. Zeeman a observat că aceste linii D, care sunt în mod normal destul de clare, se lărgesc într-un câmp magnetic intens, și că lărgirea în frecvență este proporțională cu câmpul magnetic. Teoreticianul olandez Hendrick Antoon Lorentz (1853–1928) a fost cel care, în 1896, a folosit factorul numeric din această relație de proporționalitate pentru a deduce o valoare pentru raportul masă/sarcină al purtătorilor de sarcină electrică din atomi. Este cu adevărat remarcabil că Lorentz a fost capabil să ducă la bun sfârșit acest calcul cu un an înainte de descoperirea de către Thomson a electronului, cu cincisprezece ani înainte ca Rutherford să descopere că atomii constau dintr-un nucleu înconjurat de electroni în rotație pe orbite circulare, și cu șaptesprezece ani înainte ca Bohr să explice cum sunt legate frecvențele luminii emise sau absorbite de atomi de energiile electronilor în mișcare pe orbite. Lorentz a folo-



Efectul Zeeman. Un câmp magnetic despică liniile spectrale ale sodiului în seturi multiple.

sit o teoremă, demonstrată de Sir Joseph Larmor, conform căreia efectul unui câmp magnetic constant asupra unui sistem de particule încărcate, având toate acelaşi raport masă/sarcină, este exact acelaşi cu efectul care ar fi produs observând particulele dintr-un sistem de coordonate ce se roteşte cu o anumită frecvenţă, numită acum frecvenţa Larmor. Această frecvenţă este proporţională cu câmpul magnetic şi invers proporţională cu raportul masă/sarcină, dar este independentă de natura particulelor, de starea lor de mişcare sau de alte forţe ce ar putea acţiona asupra lor. De exemplu, o particulă supusă numai unui câmp magnetic se va mişca pe o spirală în jurul liniilor de câmp magnetic cu frecvenţa Larmor, şi aceeaşi mişcare ar fi observată dacă particula nu ar fi supusă nici unei forţe şi s-ar deplasa pe o linie dreaptă

cu viteză constantă, iar sistemul de referință al observatorului s-ar roti cu frecvența Larmor în jurul direcției câmpului magnetic. Dacă o particulă este supusă altor forțe care, în absența câmpului magnetic, ar face ca ea să se miște periodic cu o anumită frecvență, atunci în prezența unui câmp magnetic mișcarea sa ar fi suprapunerea a trei mișcări periodice, cu frecvențe egale cu frecvența naturală, ori cu frecvența naturală plus sau minus frecvența Larmor, astfel încât separarea frecvențelor va fi dublul frecvenței Larmor. Lorentz a presupus că frecvențele luminii emise sau absorbite de atomi sunt egale cu frecvențele acestor mișcări, astfel că separarea frecvențelor ar fi dublul frecvenței Larmor pentru acel câmp și ar putea fi deci folosite pentru a calcula raportul masă/sarcină al purtătorilor curenților electrici din atomi. De fapt, această interpretare a frecvențelor cu care lumina este emisă sau absorbită de atomi nu e corectă, și se aplică în mod întâmplător doar în anumite cazuri particulare, care *nu* includ liniile D ale sodiului. Lorentz a avut noroc; deși frecvențele celor două linii ale sodiului sunt în realitate despicate de un câmp magnetic nu în câte două linii fiecare, ci în patru și, respectiv, șase frecvențe, și deși diferențele dintre aceste diverse frecvențe nu sunt deloc date de teoria lui Lorentz, Zeeman nu a reușit să observe aceste frecvențe separate și, întâmplător, lărgimea globală în frecvență *este* dată aproximativ de dublul frecvenței Larmor.)

Măsurătorile lui Zeeman au furnizat o estimare grosieră a raportului masă/sarcină pentru particulele care poartă curentul electric în atomi, iar lucrările lui Thomson asupra razelor catodice au arătat că acești purtători de sarcină nu sunt numai o parte a arhitecturii atomului, ci au o existență separată a lor, în afara, ca și în interiorul atomului. Părea astfel că, indiferent ce ar mai putea conține materia obișnuită, ea conține cel puțin un constituent comun, care poate fi emis din metale sub formă de raze catodice. Universalitatea acestor particule urma să fie verificată în curând, atunci când

s-a găsit (prin metode asemănătoare cu ale lui Thomson) că așa-numitele raze beta emise de substanțele radioactive au același raport masă/sarcină ca și particulele din razele catodice. Thomson însuși a arătat în 1899 că particulele încărcate negativ care sunt emise în efectul fotoelectric sau de pe suprafețele metalice incandescente au același raport masă/sarcină ca și razele catodice.

Valorea mică a masei particulelor indicată de experimentul lui Thomson a venit și ea în sprijinul ideii că acestea erau particule subatomice. Se știa încă de pe vremea lui Thomson că așa-numiții ioni, care poartă curentul electric în soluții precum apa sărată, au diverse valori ale raportului masă/sarcină, dar niciodată un raport mai mic decât aproximativ 10^{-8} kilograme pe coulomb. (Acest raport va fi discutat mai în detaliu în capitolul următor.) Rezultatul lui Thomson pentru raportul din razele catodice era izbitor de mic în comparație cu acesta. Desigur, asta putea însemna fie că masa particulelor din razele catodice e mai mică decât masele ionilor, fie că sarcina lor e mai mare, iar un timp Thomson a considerat posibilitatea ca ambele variante să fie corecte. Totuși, părea mai natural să se presupună că ionii sunt chiar atomi sau molecule obișnuite, care devin încărcați atunci când pierd sau câștigă câteva unități de sarcină electrică, și dacă aceste unități de sarcină puteau fi identificate cu particulele din razele catodice, atunci sarcina ionilor trebuia să fie comparabilă cu sarcina particulelor din razele catodice. Rezultă de aici că masa particulelor din razele catodice trebuie să fie mai mică decât masa ionilor (și deci mai mică decât masa atomilor obișnuiți) printr-un factor de aproximativ

$$\frac{10^{-11}\ \mathrm{kg/C}}{10^{-8}\ \mathrm{kg/C}} = 10^{-3}.$$

Thomson a remarcat că această idee a unor particule foarte ușoare în razele catodice se potrivea bine cu observațiile

lui Phillip Lenard (1862–1947), care constatase în 1894 (ca și Goldstein mai înainte) că particulele din razele catodice se puteau propaga de mii de ori mai departe prin gaze decât atomii sau moleculele obișnuite. Deoarece particulele din razele catodice erau mult mai ușoare decât atomii, se deschidea posibilitatea ca ele să fie constituenții atomilor.

Thomson era înclinat să-și explice observațiile în termeni de particule fundamentale și datorită unei tradiții atomiste care venea de la Leucip, Democrit și Dalton. În articolul său din 1897, Thomson a citat speculațiile chimistului englez William Prout (1785–1850), care sugerase în 1815 că cele câteva zeci de tipuri de atomi, care se credea că alcătuiesc elementele chimice cunoscute, sunt compuse dintr-un tip fundamental de atom, considerat de Prout a fi atomul de hidrogen. Din punctul de vedere al lui Thomson, Prout avusese dreptate, dar „atomul" fundamental nu era atomul de hidrogen, ci particula mult mai ușoară din razele catodice. Ar fi ajuns el la aceeași concluzie dacă Prout și alții nu ar pledat în favoarea particulelor fundamentale? După cum am văzut, în timp ce Thomson măsura raportul dintre masă și sarcină, un experiment similar era efectuat la Berlin de Walter Kaufmann, cu rezultate care știm acum că erau de fapt mai exacte decât ale lui Thomson. Dar Kaufmann nu a pretins că a descoperit o particulă fundamentală. Asemeni lui Hertz și altor fizicieni din Germania și Austria, Kaufmann era puternic influențat de filozofia științifică a fizicianului și filozofului vienez Ernst Mach (1836–1916) și a discipolilor săi, care credeau că e neștiințific să te ocupi de entități ipotetice precum atomii, care nu pot fi observați direct. E greu să evităm concluzia că Thomson a descoperit particula din razele catodice pe care o numim azi electron deoarece, spre deosebire de Mach și Kaufmann, el credea că o parte a misiunii fizicii *era* să descopere particule fundamentale.

La început, Thomson nu a folosit vreun nume special pentru presupusele lui particule fundamentale. Cu câțiva

ani în urmă, fizicianul și astronomul anglo-irlandez George Johnstone Stoney (1826–1911) propusese ca unitatea de electricitate câștigată sau pierdută atunci când atomii devin ioni încărcați electric să fie numită *electron*.[19] În timpul primului deceniu de după experimentul lui Thomson din 1897, particulele lui fundamentale au ajuns să fie larg acceptate, iar fizicienii de pretutindeni au început să le numească electroni.

Note

1 J. J. Thomson, „Cathode Rays", *Proceedings of the Royal Institution* **15** (1897), 419; „Cathode Rays", *Philosophical Magazine* **44** (1897), 295; „Cathode Rays", *Nature* **55** (1897), 453.
2 Platon, *Timaios*.
3 Bede, *A History of the English Church and People*, traducere de L. Sherley-Price (Penguin Books, 1955), p. 38.
4 W. Gilbert, *De magnete magnetisque corporibus, et de magno magnete telluro* (Londra, 1600).
5 S. Gray, „A letter... Containing Several Experiments Concerning Electricity", *Philosophical Transactions of the Royal Society* **37** (1731–1732), 18.
6 N. Cabeo, *Philosophia magnetica in qua magnetis natura penitus explicatur* (Ferrara, 1629).
7 C.F. Du Fay, „Scrisoare către ducele de Lenox și despre electricitate", 27 decembrie, 1733, publicată în engleză în *Philosophical Transactions of the Royal Society* (1734).
8 F.U.T. Aepinus, *Testamen theoriae electricitatus et magnetismi* (St. Petersburg, 1759).
9 B. Franklin, *Experiments and Observations on Electricity, made at Philadelphia in America* (Londra, 1751).
10 Vezi de exemplu, A.D. Moore, ed., *Electrostatics and its Applications* (Wiley, New York, 1973).
11 Isaac Newton, *Philosophiae Naturalis Princia Mathematica*, traducere de Andrew Motte, revăzută și adnotată de F. Cajori (University of California Press, 1966).
12 Joseph Needham, *The Grand Titration: Science and Society in East and West* (Allen & Unwin, Londra, 1969).

13 *Epistola Petri Peregrini de Maricourt ad Sygerum de Foucaucourt, Militem, De Magnete.*
14 H.C. Oersted, *Experimenta circa effectum conflictus electriciti in acum magnetixum*, Copenhaga, 21 iulie, 1820. *Annals of Philosophy* **16** (1820), retipărit în R. Dibner, *Oersted and the Discovery of Electromagnetism* (Blaisdell, New York, 1962).
15 J.J. Thomson, „Cathode Rays". *Philosophical Magazine* **44** (1897), 295.
16 W.H. Brock, „The Man Who Played With Fire", *New Scientist*, March 27, 1980.
17 J.J. Thomson, „Cathode Rays". *Philosophical Magazine* **44** (1897), 295.
18 J.J. Thomson, *Recollections and Reflections* (G. Bell and Sons, Londra, 1936), p. 341.
19 G.J. Stoney, „Of the 'Electron' or Atom of Electricity", *Philosophical Magazine* **38** (1894), 418.

3
Scara atomică

După ce Thomson a măsurat raportul dintre masa și sarcina electronului, marea problemă era să se determine masa și sarcina separat. Miza era aici mult mai mare decât simpla găsire a proprietăților electronului, chiar dacă și acest lucru era important. Fizicienii și chimiștii din secolul al XIX-lea măsuraseră multe alte rapoarte ale proprietăților atomice. După cum vom vedea în secțiunea următoare, lucrările lui John Dalton și ale urmașilor lui asupra reacțiilor chimice furnizaseră valori pentru rapoartele maselor atomilor diverselor elemente — se știa că atomul de carbon cântărește de 12 ori mai mult decât cel de hidrogen, atomul de oxigen de 16 ori mai mult decât cel de hidrogen etc. De asemenea, după cum vom vedea mai departe în acest capitol, lucrările lui Michael Faraday și ale altora asupra electrolizei au oferit valori foarte precise pentru rapoartele dintre masele și sarcinile ionilor și, prin deducție, pentru rapoartele dintre masele ionilor și sarcina electronului; raportul dintre masa atomului de hidrogen și sarcina electronului s-a găsit a fi de $1{,}035 \times 10^{-8}$ kilograme pe coulomb. În plus, se poate presupune că atomii din corpurile solide sunt strâns grupați împreună, astfel că măsurătorile densităților materialelor solide au furnizat valori pentru densitățile atomilor, adică pentru raportul dintre masele lor și volum — de exemplu, aurul are o densitate de $1{,}93 \times 10^{-4}$ kilograme pe metru cub, deci raportul dintre masa atomului de aur și volumul său trebuie să fie în jur de 2×10^{4} kilograme pe metru cub. Tot ce

mai trebuia era o măsurătoare bună fie a sarcinii electronului, fie a masei electronului, fie a masei sau volumului oricărui atom individual, iar toate aceste rapoarte ar fi fost transformate instantaneu în valori pentru masa electronului *și* sarcina electronului *și* masa *și* volumul oricărui tip de atom. Pe scurt, scara tuturor fenomenelor atomice ar fi fost atunci cunoscută.

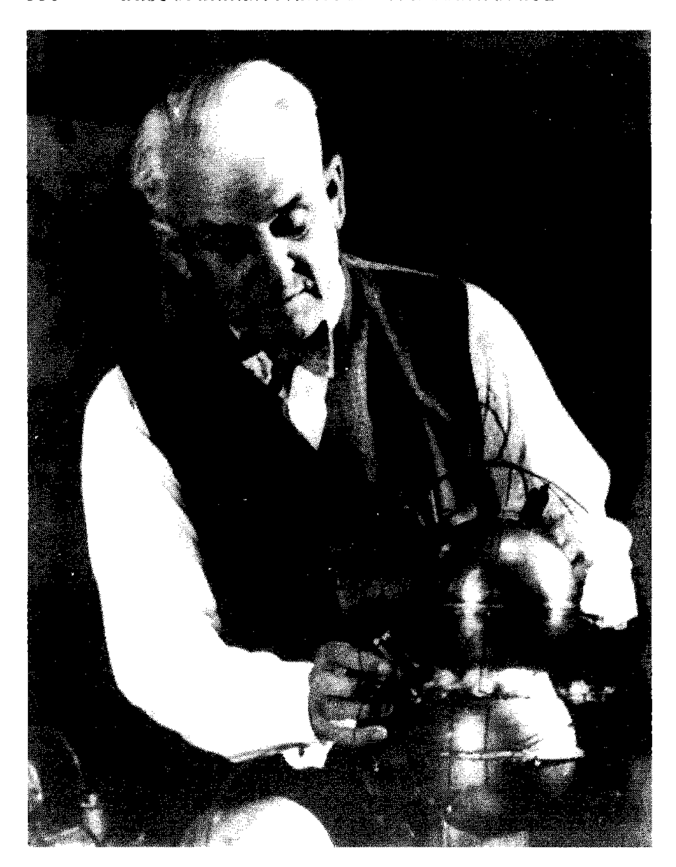
În primii ani ai secolului XX exista deja un număr de metode aproximative pentru estimarea maselor atomilor. Aceste metode se bazau pe o mare diversitate de fenomene fizice: difuzia în gaze, radiația termică, culoarea albastră a cerului, întinderea peliculelor de ulei, scintilațiile substanțelor radioactive, mișcarea „browniană" a particulelor mici, cum sunt granulele de polen, produsă de ciocnirile cu moleculele, efectele volumelor finite ale moleculelor asupra proprietăților gazelor și altele. Încă din 1874, G.J. Stoney a folosit o aproximație grosieră bazată pe proprietățile gazelor, dând valoarea de 10^{-28} kilograme pentru masa atomului de hidrogen și cu raportul masă/sarcină de 10^{-8} kilograme pe coulomb din electroliză, pentru a estima că sarcina electronului este raportul dintre 10^{-28} kilograme și 10^{-8} kilograme pe coulomb, adică circa 10^{-20} coulombi. Pe la 1910 precizia acestor măsurători se îmbunătățise suficient (în principal datorită lucrărilor lui Jean Perrin asupra mișcării browniene), pentru ca masa atomului de hidrogen să fie estimată a avea în jur de $1,5 \times 10^{-27}$ kilograme, ceea ce conducea la o sarcină electronică de circa $1,5 \times 10^{-19}$ coulombi. (Altă metodă, bazată pe numărarea dezintegrărilor radioactive, va fi prezentată în capitolul 4.)

Ar fi prea complicat să intrăm acum în toate aceste estimări ale maselor atomice. În orice caz, prima măsurătoare într-adevăr precisă a acestor mase s-a bazat pe o măsurare directă a sarcinii electronului efectuată de fizicianul american Robert Andrews Millikan (1868–1953) între anii 1906 și 1914. Millikan s-a născut și a crescut în Iowa, iar interesul

său pentru fizică s-a manifestat pe când era student la Colegiul Oberlin. S-a dus la Universitatea Columbia în 1893 pentru doctorat și a constatat că era acolo singurul doctorand la fizică. Un stagiu în Europa era indispensabil pentru formarea lui, astfel că în 1895 a plecat să studieze la Paris, Berlin și Götingen. În 1896, A.A. Michelson i-a oferit un post de asistent la Universitatea din Chicago, pe atunci înfloritoare sub influența benefică a marilor donații Rockefeller. Postul îi permitea lui Millikan să-și petreacă jumătate din timp pentru cercetare, iar el a acceptat pe dată. În următorul deceniu însă, și-a petrecut aproape tot timpul predând și scriind cursuri și a avut foarte puțin timp pentru cercetare. În 1906, la vârsta de 38 de ani, a fost avansat doar la gradul profesor asociat. Ajuns aproape de disperare, s-a angajat în problema măsurării sarcinii electronului și a început cercetările care l-au făcut celebru.

Recunoașterea, atunci când a venit, a fost mare — alegerea ca membru al unor academii de renume, președinția Societății Americane de Fizică în 1916 și premiul Nobel în 1923. Millikan s-a angajat în cercetarea și dezvoltarea militară în Primul Război Mondial, iar apoi, în 1921, s-a dus la Institutul de Tehnologie din California (Cal Tech) ca președinte al consiliului executiv.

Millikan se pricepea să colecteze fonduri și să susțină cauzele nobile, iar Cal Tech-ul a înflorit sub conducerea sa, devenind ceea ce este și azi: unul dintre centrele americane de frunte în cercetarea științifică. Millikan a făcut și un alt experiment crucial; prin măsurători precise ale energiei electronilor emiși în efectul fotoelectric, a verificat ideea lui Einstein că lumina sosește în mici porții, sau cuante, având fiecare energia proporțională cu frecvența. Activitatea lui ulterioară la Cal Tech nu a mai fost însă atât de rodnică. El s-a implicat mult în reconcilierea științei cu religia și, în parte din motive religioase, a încercat din greu să demonstreze ideea greșită că razele cosmice reprezintă radiația electromagnetică rămasă de la începuturile universului.



Robert A. Millikan cu aparatul său de raze cosmice.

Timp de mulți ani, măsurarea sarcinii electronului de către Millikan, împreună cu raportul dintre masă și sarcină stabilit prin electroliză, au dat cele mai bune valori pentru masele atomice. Metoda lui s-a bazat pe lucrările lui Thomson și ale colaboratorilor săi de la laboratorul Cavendish,

lucrări care furnizaseră doar o estimare aproximativă a sarcinii electronului. În ultima secțiune a acestui capitol vom prezenta mai întâi aceste lucrări de început, iar apoi vom vorbi despre măsurătoarea făcută de Millikan.

PRIVIRE RETROSPECTIVĂ: GREUTĂȚILE ATOMICE

Cu mult înainte ca existența atomilor să fie general acceptată, rapoartele maselor atomice ale diferitelor elemente erau cunoscute. Măsurarea acestor rapoarte își are originea în lucrările lui John Dalton (1766–1844) de la începutul secolului al XIX-lea. Dalton, fiul unui țesător sărac din Cumberland, a învățat la școala quakerilor din sat și a lucrat apoi ca învățător și profesor particular, mutându-se în 1793 la Manchester. Fabricile de bumbac din Manchester erau la acea vreme în plină revoluție industrială, iar orașul părea să fie plin de cetățeni — în general fără pregătire universitară — care urmăreau cu entuziasm progresele științei. Dalton a fost ales în 1794 membru al Societății Literare și Filozofice din Manchester și a început să publice articole pe teme de la incapacitatea de a distinge culorile (incapacitate de care Dalton însuși suferea și care se numește acum daltonism) până la dinamica gazelor.

Cea mai veche consemnare a cercetărilor lui Dalton asupra greutăților atomice se găsește în caietele sale de laborator din anii 1802–1804. Dalton a observat că greutățile (strict vorbind, masele) diverselor elemente chimice care sunt necesare pentru a forma un compus chimic dat erau mereu în același raport. De exemplu, el a observat că atunci când hidrogenul era ars în oxigen pentru a forma apa, se consumau 5,5 grame de oxigen pentru fiecare gram de hidrogen. (Atenție: aceasta e valoarea lui Dalton. Proporția adevărată este de 8 grame de oxigen la unul de hidrogen.) Aceasta nu semăna deloc cu ce se întâmplă când gătim în bucătărie.



John Dalton, gravură din anii 1820.

Când coacem un cozonac, putem folosi întotdeauna ceva mai mult sau ceva mai puțin unt la fiecare gram de făină, și obținem mereu un cozonac — poate un pic mai pufos sau mai uscat, dar un cozonac. În schimb, dacă folosim mai mult sau mai puțin de 8 grame de oxigen pentru fiecare gram de hidrogen, nu obținem apă ceva mai bogată sau ceva mai

săracă în oxigen; obținem apă obișnuită, plus puțin oxigen sau puțin hidrogen rămas nefolosit.

Cea mai importantă parte a studiilor lui Dalton nu au fost măsurătorile lui, destul de imprecise, ci interpretarea lor în termeni atomici. Dalton a făcut raționamentul că, dacă apa constă din particule (numite ulterior *molecule*) care conțin fiecare un atom de hidrogen și un atom de oxigen, atunci rețeta de 5,5 grame de oxigen la fiecare gram de hidrogen poate fi explicată dacă atomul de oxigen ar cântări de 5,5 ori mai mult decât atomul de hidrogen. Astfel, Dalton a obținut greutățile atomice indicate în Tabelul 3.1. În concepția lui Dalton, *greutatea atomică* însemna greutatea sau masa unui atom raportată la masa atomului de hidrogen. Dalton nu avea, desigur, nici o idee care ar putea fi greutatea vreunui atom în unități obișnuite cum sunt gramul sau kilogramul.

Tabelul 3.1. *Valorile greutăților atomice obținute de Dalton în 1803*

Elementul	Greutatea atomică
Hidrogen	1 (prin definiție)
Nitrogen („azot“)	4,2
Carbon	4,3
Oxigen	5,5
Sulf	14,4

Tabelul 3.2. *Formulele chimice ale diverșilor compuși, așa cum erau folosite de Dalton și așa cum se cunosc azi*

Compusul	Formula lui Dalton	Formula adevărată
Apă	HO	H_2O
Bioxid de carbon	CO_2	CO_2
Amoniac	NH	NH_3
Acid sulfuric	SO_2	H_2SO_2

C este carbonul, H hidrogenul, N azotul, O oxigenul și S sulful.

Greutățile atomice din tabelul lui Dalton sunt de fapt toate greșite, parțial din cauza erorilor de măsurare ale lui Dalton, dar mai ales pentru că el nu cunoștea proporțiile corecte ale atomilor în moleculele compușilor chimici. De exemplu, Dalton a presupus că molecula de apă constă dintr-un atom de oxigen și un atom de hidrogen, dar azi oricine știe că formula corectă a apei este H_2O — adică, *doi* atomi de hidrogen și un atom de oxigen în fiecare moleculă. (Indicii inferiori dau numărul de atomi ai fiecărui element din moleculă, numărul 1 fiind subînțeles dacă nu apare nici un indice.) Rezultatul lui Dalton că pentru fiecare gram de hidrogen se consumau 5,5 grame de oxigen înseamnă deci că un atom de oxigen cântărește de 5,5 ori mai mult decât doi atomi de hidrogen, sau de 11 ori mai mult decât un atom de hidrogen. Această valoare e mai apropiată de greutatea atomică adevărată a oxigenului, care se știe acum că este de aproximativ 16. Tabelul 3.2 dă formulele chimice ale diverșilor compuși folosite de Dalton pentru a-și întocmi tabelul de greutăți atomice, împreună cu formulele adevărate. Tabelul 3.3 indică greutățile atomice moderne precise, împreună cu valorile găsite de Dalton și cu valorile pe care le-ar fi găsit el dacă ar fi știut formulele chimice corecte date în Tabelul 3.2.

Formulele corecte pentru compușii chimici au fost deduse pe baza dezvoltării ulterioare a teoriei atomice. La 31 decembrie 1808, Joseph Louis Gay-Lussac (1778–1850), profesor la Sorbona, a citit la Societé-Philomathique un memoriu în care arăta că, deși toate elementele se combină în proporții definite ale greutăților, gazele se combină și în proporții definite ale *volumelor*. De exemplu, două volume de hidrogen plus un volum de oxigen dau două volume de vapori de apă; un volum de azot plus trei volume de hidrogen produc trei volume de amoniac și așa mai departe (prin „volum“ se înțelege aici orice unitate de volum — un litru, o jumătate de litru, un metru cub sau orice alt volum).

Tabelul 3.3. *Valorile moderne ale greutăților atomice pentru cinci elemente, împreună cu valorile obținute de Dalton și cu valorile pe care le-ar fi găsit folosind formulele chimice corecte*

Elementul	Greutățile atomice moderne	Greutățile atomice ale lui Dalton (1803)	Greutățile atomice ale lui Dalton folosind formulele chimice corecte
Hidrogen	1,0080	1	1
Carbon	12,0111	4,3	8,6
Azot	14,0067	4,2	12,6
Oxigen	15,9994	5,5	11
Sulf	32,06	14,4	57,6

Greutățile atomice moderne date aici sunt greutățile în raport cu 1/12 din greutatea atomică a atomului de carbon (sau, mai exact, a celui mai răspândit izotop al carbonului, ^{12}C), dar aceasta este practic aceeași cu greutatea atomului de hidrogen. Dacă greutățile ar fi raportate la hidrogen, ele ar fi mai mici cu 0,8 procente.

Explicația legii de combinare a volumelor a fost dată în 1811 de Amedeo Avogadro, conte de Quaregna (1776–1856), profesor de fizică la Universitatea din Torino. Avogadro a lansat ipoteza că *volume egale de gaze aflate la o temperatură și o presiune dată conțin numere egale de particule de gaz*, pe care Avogadro le-a numit *molecule*. De exemplu, faptul că doi litri de hidrogen se combină mereu cu un litru de oxigen (la aceeași presiune și temperatură) pentru a forma apa sugerează imediat că molecula de apă conține de două ori mai mulți atomi de hidrogen față de oxigen; în felul acesta am aflat că apa este H_2O. Există aici o aparentă dificultate: dacă molecula de apă conține un atom de oxigen și doi atomi de hidrogen, atunci de ce un litru de oxigen și doi litri de hidrogen produc doi litri de apă, și nu doar un litru ? Răspunsul, a înțeles Avogadro, este că în condiții obișnuite moleculele de oxigen și hidrogen conțin fiecare câte

doi atomi (numiți de Avogadro „molecule elementare"), și nu doar unul. Aceasta dublează numărul atomilor de hidrogen și oxigen pe litru, deci dublează numărul moleculelor de apă și volumul vaporilor de apă produși de volume date de hidrogen și oxigen. Pe această bază, reacțiile chimice pentru producerea apei și a amoniacului sunt $2H_2+O_2 \rightarrow 2H_2O$ și $N_2+3H_2 \rightarrow 2NH_3$. Numărul din fața simbolului chimic pentru fiecare moleculă arată câte molecule din acel compus chimic participă la reacție; în consecință, conform ipotezei lui Avogadro, aceste numere dau și volumele relative de gaz necesare în reacții.

Ipoteza lui Avogadro a fost o presupunere genială. Azi o înțelegem pe baza teoriei cinetice a gazelor: presiunea pe care un gaz o exercită asupra unui perete este dată cu o bună aproximație de produsul dintre temperatură, numărul de molecule pe litru și o constantă universală numită constanta lui Boltzmann, indiferent de natura moleculelor de gaz. (Vezi Anexa F.) Deci, la o temperatură și o presiune dată, avem întotdeauna același număr de molecule pe litru. Pe vremea lui Avogadro ipoteza lui a trebuit să fie justificată pur empiric, arătând că funcționează. Adică, adoptând ipoteza lui Avogadro, s-au putut obține formule chimice pentru diverși compuși gazoși, la fel cum am stabilit mai sus că apa este H_2O. Apoi, din rapoartele greutăților elementelor și compușilor care participă la diverse reacții, s-au putut determina greutățile atomice (în raport, de pildă, cu hidrogenul), exact cum a făcut Dalton. Verificarea e că din toate reacțiile trebuie să rezulte pentru un element dat aceeași greutate atomică. Dacă ipoteza lui Avogadro ar fi greșită, ea ar conduce la formule chimice greșite pentru diverși compuși, și deci la greutăți atomice contradictorii din reacții diferite.

Un mic comentariu despre terminologie: *greutatea moleculară* a unui compus chimic este egală cu suma greutăților atomice ale atomilor care alcătuiesc molecula compusului. De exemplu, greutatea moleculară a unei molecule de apă

ELEMENTS

	W.t		W.t
Hydrogen	1	Strontian	46
Azote	5	Barytes	68
Carbon	54	Iron	50
Oxygen	7	Zinc	56
Phosphorus	9	Copper	56
Sulphur	13	Lead	90
Magnesia	20	Silver	190
Lime	24	Gold	190
Soda	28	Platina	190
Potash	42	Mercury	167

Simbolurile lui Dalton pentru elementele chimice. Se știe acum că unele dintre ele sunt compuși, nu elemente.

este 2 + 16 = 18. Pentru un element ca heliul, ale cărui molecule constau dintr-un singur atom, greutatea moleculară coincide cu greutatea atomică. Unele molecule, cum e ADN-ul, au greutăți moleculare de ordinul milioanelor. Chimiștii folosesc adesea ca unitate de masă *molul*, definit ca numărul de grame egal cu greutatea moleculară — un mol de hidrogen are 2 grame, un mol de apă are 18 grame și așa mai departe. Molul este o unitate utilă deoarece un mol din orice substanță conține întotdeauna același număr de molecule — cu cât moleculele sunt mai grele, cu atât sunt mai multe grame pe fiecare mol. Acest număr, numărul de molecule dintr-un mol, este cunoscut ca *numărul lui Avogadro*. Din păcate, Avogadro nu avea cum să calculeze acest număr; era nevoie de progresele științei despre care vom vorbi mai jos.

Avogadro a folosit formulele chimice deduse pe baza ipotezei sale pentru a determina câteva greutăți atomice cu o precizie destul de bună. Aceste lucrări au fost preluate de alții, în special de Jöns Jakob Berzelius (1779–1848), profesor de chimie la Universitatea din Stockholm. Berzelius a publicat în 1814, 1818 și 1826 tabele care au furnizat valori foarte bune pentru greutățile atomice ale multor elemente. La sfârșitul secolului al XIX-lea, deși nu toți fizicienii și chimiștii credeau în existența atomilor, ei se obișnuiseră să folosească tabelele greutăților atomice ca instrument în munca lor de zi cu zi.

Chiar și pentru acei fizicieni din secolul al XIX-lea care credeau în realitatea atomilor, rămânea o mare incertitudine în ce privește interpretarea greutăților atomice. Când spunem că un anumit element are o greutate atomică dată, este aceasta greutatea tuturor atomilor elementului (raportată, de pildă, la hidrogen), sau doar o greutate medie a acestor atomi ? Unul dintre primii care s-a ocupat de descărcările în gaze, Sir William Crookes, a presupus în 1886 că greutățile atomice măsurate de chimiști erau de fapt medii ale greu-

tăților atomilor diferiți ai aceluiași element. Știm acum că acest lucru e adevărat. Aproape toate elementele apar în forme diferite, numite *izotopi*. Atomii diverșilor izotopi ai aceluiași element sunt aproape imposibil de distins chimic, dar au greutăți atomice diferite.

Istoria descoperirilor izotopilor ne face să pătrundem serios în fizica secolului XX. Deși aceasta e o „privire retrospectivă“, discuția asupra greutăților atomice nu ar fi completă fără o scurtă prezentare a felului în care am ajuns azi să înțelegem izotopii.

Curând după descoperirea radioactivității în 1897, s-a văzut că există forme diferite ale anumitor elemente chimice, identice în ce privește comportarea chimică, dar foarte diferite în comportarea radioactivă. De exemplu, plumbul nu este în general radioactiv, dar plumbul asociat cu mineralele care conțin uraniu prezintă o radioactivitate proprie, iar această radioactivitate persistă și atunci când toate elementele care pot fi separate chimic de plumb au fost îndepărtate. A devenit în curând clar că aceste varietăți ale unui element cu comportări radioactive diferite constau din atomi cu greutăți atomice diferite. În 1910, Frederik Soddy a numit varietățile aceluiași element *izotopi*, deoarece ele se aflau în același loc (*izo* înseamnă același; *topos* înseamnă loc) pe lista elementelor chimice. Dar radioactivitatea era încă ceva misterios, iar existența izotopilor părea să fie o particularitate a elementelor radioactive grele.

Descoperirea faptului că elementele ușoare obișnuite, neradioactive, au și ele izotopi îi aparține lui J.J. Thomson. Nu e surprinzător că tehnica pe care a folosit-o el s-a bazat pe deflecția electrică și magnetică a unor raze produse într-un tub catodic — nu razele catodice obișnuite, care constau din electroni, ci raze care constau din particule grele cu sarcină pozitivă. În 1886, Eugen Goldstein, care dăduse numele razelor catodice, a observat că, într-un tub catodic cu o gaură tăiată în catod, o rază iese din gaură și se propagă în

direcție *opusă* anodului, producând o linie luminoasă vizibilă în gazele rarefiate din interiorul tubului. El a dat acestor raze numele de *raze canal (Kanalstrahlen)*. Wilhelm Wien (1864–1928) a reușit în 1897 să devieze razele canal cu câmpuri electrice și magnetice și, din direcția și mărimea acestor deflecții, a tras concluzia că ele constau din particule încărcate pozitiv cu rapoarte masă/sarcină de mii de ori mai mari decât în cazul razelor catodice ale lui Thomson și comparabile cu rapoartele masă/sarcină ale atomilor încărcați care erau măsurate în electroliză (prezentată în secțiunea următoare). El a tras concluzia că particulele acestor raze canal erau atomi sau molecule ale gazului din interiorul tubului care căpătau o sarcină pozitivă când electronii erau smulși din ele de către razele catodice ce se propagau de la catod la anod, iar apoi erau atrase de catodul încărcat negativ și respinse de anodul pozitiv. Majoritatea acestor particule accelerate încărcate cu sarcină pozitivă (sau ioni) loveau catodul, dar o mică fracțiune se întâmpla să treacă prin gaura din catod și să iasă pe partea opusă sub formă de raze canal.

Studiul razelor canal era dificil deoarece anumite particule din aceste raze, după ce treceau prin gaura din catod, loveau o moleculă de gaz și câștigau sau pierdeau încă un electron. Rapoartele masă/sarcină măsurate de Wien erau în realitate medii ale valorilor lor înainte și după aceste modificări bruște ale sarcinii electrice. Thomson a rezolvat această problemă folosind un tub în care presiunea gazului de pe partea catodului opusă anodului putea fi menținută la valori foarte joase, astfel că probabilitatea ciocnirilor dintre particulele din rază și moleculele de gaz era minimă. El a putut să măsoare astfel cu mare precizie rapoartele masă/sarcină pentru diferiți atomi și molecule cu sarcină pozitivă.

În 1913 Thomson a observat că pentru razele canal formate în neon se obțin două valori diferite ale raportului masă/sarcină, unul de 20 de ori, iar altul de 22 de ori mai mare decât raportul din cazul atomului de hidrogen cu o



Francis Aston cu spectrograful lui de masă în laboratorul Cavendish de la Cambridge.

sarcină pozitivă. Sarcinile electrice erau toate egale, deci Thomson a conchis că există doi izotopi distincți ai neonului, unul cu greutatea atomică 20 și celălalt cu greutatea atomică 22. Greutatea atomică a neonului măsurată anterior era 20,2. Pentru că aceasta e o greutate atomică medie, înseamnă că neonul obișnuit (care se găsește în atmosferă) este un amestec al acestor doi izotopi, cu 10 procente din numărul total al atomilor de neon în forma izotopului mai greu, ^{22}Ne, și 90 procente în forma izotopului ^{20}Ne. (Observați că 90% din 20 plus 10% din 22 dă greutatea atomică observată, 20,2.) Nici un izotop al neonului nu e radioactiv, deci existența izotopilor este independentă de prezența radioactivității.

Lucrările lui Thomson au fost continuate după Primul Război Mondial de un alt fizician de la laboratorul Cavendish, Francis William Aston (1877–1945), care fusese asistentul lui

Thomson înainte de război. Aston a introdus metoda deflecției razelor prin câmpuri electrice și magnetice, des utilizată la acea vreme, într-un dispozitiv nou, mult îmbunătățit, numit spectrograf de masă. Cu ajutorul lui, Aston a reușit nu numai să confirme rezultatul lui Thomson privind izotopii neonului, dar și să descopere o mulțime de noi izotopi, printre care doi ai clorului (^{35}Cl și ^{37}Cl), trei ai siliciului (^{28}Si, ^{29}Si și ^{30}Si), trei ai sulfului (^{32}S, ^{33}S și ^{34}S), și un al treilea al neonului (^{21}Ne). De fapt, majoritatea elementelor ușoare au fiecare mai mulți izotopi neradioactivi.

Măsurătorile precise ale greutăților atomice efectuate de Aston au dezvăluit o trăsătură comună izbitoare, pe care Aston a enunțat-o în 1919 ca pe o regulă a numerelor întregi: dacă greutățile atomice sunt exprimate în raport cu 1/16 din greutatea atomului ^{16}O (sau, cum se face în prezent, în raport cu 1/12 din greutatea atomului ^{12}C), atunci toate greutățile atomice ale izotopilor puri sunt numere aproape întregi. Acest fapt fusese observat ca o regulă empirică aproximativă la puțin timp după lucrările lui Dalton, iar în 1815 William Prout (1785–1850) a tras concluzia naturală că atomii tuturor elementelor chimice sunt formați dintr-o particulă fundamentală, pe care Prout a presupus-o a fi atomul de hidrogen. Totuși, pentru o lungă perioadă de timp, un obstacol în calea acestei idei era faptul că greutățile atomice ale unor elemente nu erau deloc apropiate de numere întregi. Exemplul notoriu era clorul, cu greutatea atomică de 35,45. Aston a reușit să arate că această greutate atomică era de fapt o medie a greutăților atomice ale celor doi izotopi ai clorului, ^{35}Cl și ^{37}Cl, cu greutăți atomice foarte apropiate de 35 și 37 și cu abundențe de 77,5% și, respectiv 22,5%. Tabelul 3.4 prezintă valorile actuale ale greutăților atomice pentru câțiva izotopi și câteva elemente cunoscute. Evident, ipoteza lui Prout și regula numerelor întregi a lui Aston funcționează într-adevăr foarte bine, în special pentru atomi de greutate atomică moderată.

Tabelul 3.4. *Greutățile atomice ale unor izotopi ai câtorva elemente reprezentative*

Elementul	Izotopul	Greutatea atomică
Hidrogen	^{1}H	1,007825
	^{2}H	2,01410
Heliu	^{4}He	4,0026
Carbon	^{12}C	12 (prin definiție)
	^{13}C	13,00335
Oxigen	^{16}O	15,99491
	^{17}O	16,9991
Neon	^{20}Ne	19,99244
	^{21}Ne	20,99395
	^{22}Ne	21,99138
Clor	^{35}Cl	34,96885
	^{37}Cl	36,9659
Uraniu	^{235}U	235,0439
	^{238}U	238,0508

Astăzi știm că existența izotopilor se datorează faptului că nucleele atomilor sunt compuse din particule neutre din punct de vedere electric — neutronii — alături de particulele încărcate pozitiv, protonii. Numărul protonilor din nucleu este cel care determină numărul electronilor din atom, care trebuie să neutralizeze sarcina protonilor. De aceea, natura chimică a unui element este fundamental determinată de numărul de protoni din nucleele sale. Toți atomii de hidrogen au în nucleu un proton, toți atomii de heliu au doi protoni și așa mai departe, până la elementul meitneriu cu 109 protoni. Atomii izotopilor aceluiași element au cu toții același număr de protoni și de electroni, dar au numere diferite de neutroni, și deci greutăți atomice diferite. Neutronii și protonii au aproape aceeași masă (aproximativ masa unui atom ^{1}H), iar electronii sunt mult mai ușori; astfel, greutatea atomică a unui izotop este practic egală cu numărul total de protoni și neutroni conținuți în nucleul lui atomic, care este desigur un număr întreg. Dar toate acestea nu au putut fi cunoscute fără progresele făcute

în fizica nucleară. După ce vom vorbi despre aceste progrese în capitolul 4, vom putea înțelege și implicațiile micilor abateri de la regula numerelor întregi a lui Aston — abateri care sunt la fel de importante ca regula însăși.

O remarcă suplimentară: deoarece diferiții izotopi ai aceluiași element sunt aproape indiscernabili din punct de vedere chimic, ei nu pot fi separați prin metode chimice obișnuite. Chiar înainte de Primul Război Mondial, Aston pusese la punct o metodă de separare care se baza pe difuzia mai rapidă a atomilor mai ușori printr-un material poros, cum e argila albă. După ce a făcut ca un eșantion de gaz de neon să difuzeze de multe ori printr-un astfel de material, el a constatat că gazul se îmbogățise puțin în izotopul mai ușor, ^{20}Ne. Dar prima separare aproape completă a unui izotop al unui element de ceilalți nu s-a realizat înainte de 1932, când Harold Urey (1893–1981) și alții au reușit să prepare eșantioane aproape pure de apă grea, oxidul izotopului ^{2}H.

În timpul celui de-al Doilea Război Mondial, Statele Unite aveau nevoie urgentă să separe izotopul ^{235}U al uraniului, care poate fi folosit în armele nucleare, de izotopul mai răspândit ^{238}U. Metodele adoptate de proiectul Manhattan au fost exact cele dezvoltate în laboratorul Cavendish: metoda deflecției electromagnetice a lui Wien, Thomson și Aston, și metoda difuziei gazoase a lui Aston. Difuzia gazoasă a fost folosită la Oak Ridge, Tennessee, pentru a îmbogăți conținutul în ^{235}U al uraniului natural, după care ^{235}U era extras din proba îmbogățită într-un dispozitiv amplu de deflecție magnetică, „calutronul", construit de Lawrence. (Bomba de la Nagasaki a utilizat un element diferit, plutoniul, care a fost produs din uraniu în reactoarele nucleare de la Hanford, Washington.) Există acum metode mai simple și avem în față perspectiva înfricoșătoare de a trăi într-o lume în care ^{235}U și plutoniul să poată fi obținuți prea ușor de multe guverne.

Privire retrospectivă: electroliza

O altă proprietate cantitativă a atomilor, importantă pentru povestea noastră, a fost măsurată în prima parte a secolului al XIX-lea, cu mult înainte de descoperirea electronilor sau a nucleului atomic. Strict vorbind, această proprietate nu privește numai atomii, ci și *ionii*, moleculele încărcate electric care poartă curentul electric în majoritatea lichidelor conductoare. Această proprietate este raportul dintre masele atomice și sarcinile ionilor, măsurat nu prin devierea unui curent electric în câmpuri electrice sau magnetice, așa cum a făcut Thomson, ci pur și simplu cântărind materialul produs într-un proces electrochimic cunoscut sub numele de electroliză.

Electroliza a fost descoperită mai mult sau mai puțin întâmplător în aprilie 1800 de către William Nicholson (1753–1815) și Anthony Carlisle (1768–1840). În timp ce studiau funcționarea bateriilor electrice, ei au pus o picătură de apă la contactul dintre un fir conductor și baterie, pentru a îmbunătăți contactul electric. Au observat că se produceau bule de gaz atunci când când firul intra în apă. Când au introdus firele de la bornele unei baterii într-un tub cu apă pentru a studia fenomenul mai în detaliu, au constatat că la firul atașat bornei negative se producea hidrogen gazos, iar la firul pozitiv oxigen gazos. S-a descoperit în scurt timp că și alte substanțe pot fi descompuse chimic în acest fel. Experimentele cele mai amănunțite au fost cele ale lui Sir Humphrey Davy (1778–1829), profesor de chimie la Institutul Regal recent fondat de Rumford. Davy a descoperit că diverse săruri pot fi descompuse trecând un curent electric prin sărurile topite sau prin soluțiile lor apoase, adesea apărând un metal ca o depunere și un gaz sub formă de bule pe conductorii scufundați (numiți electrozi) legați la borna pozitivă, respectiv negativă a bateriei. De exemplu, în electroliza sării de bucătărie topite, sodiul metalic apare

la electrodul negativ, iar clorul gazos la electrodul pozitiv. Prin aceste experimente asupra electrolizei a descoperit Davy elementele sodiu și potasiu care, deși prezente în mulți compuși obișnuiți, sunt atât de reactive chimic încât nu se găsesc niciodată ca elemente libere.

A trecut ceva timp până la o înțelegere detaliată a acestor fenomene — în parte deoarece chimiștii de la începutul secolului al XIX-lea știau puține lucruri despre atomi sau molecule, și nimic despre electroni, și de asemenea deoarece procesul electrolizei este foarte complicat. O teorie în esență corectă a fost în cele din urmă elaborată în anii 1830 de Michael Faraday (1791–1867). Faraday a început prin a fi legător de cărți și s-a instruit citind cărțile pe care le lega. Căutând un post într-un laborator, Faraday i-a făcut o bună impresie lui Davy și a fost angajat în 1812 ca asistent pentru a lucra la experimentele de chimie. În 1831 el i-a succedat lui Davy ca director al laboratoarelor Institutului Regal și și-a început lucrările asupra electrolizei. Am văzut în capitolul 2 utilitatea noțiunii de linii de câmp, introdusă de Faraday, și tot el a fost cel ce a descoperit fenomenul de inducție electromagnetică, prin care modificări ale câmpurilor magnetice produc câmpuri electrice.

Iată pe scurt explicația modernă a electrolizei, așa cum a fost ea dată în esență de Faraday: o anumită fracțiune din moleculele neutre electric ale unui lichid, cum e apa, sunt în mod normal disociate în submolecule încărcate pozitiv și negativ, pentru care Faraday a introdus numele de *ioni*.* De exemplu, în condiții obișnuite aproximativ $1{,}8 \times 10^{-9}$ din moleculele de apă pură sunt disociate (din motive complicate) într-un ion pozitiv de hidrogen, H^+, și un ion ne-

* Faraday a introdus termenii de *ion* și *electrod*, precum și *anion* și *cation* pentru ionii pozitivi și negativi, și *anod* și *catod* pentru electrozii pozitivi și negativi, dar nu el a inventat acești termeni. Ei au fost construiți la cererea lui Faraday din rădăcini grecești de profesorul William Whewell de la Trinity College, Cambridge, și au fost folosiți apoi de Faraday în lucrările sale. (*N.a.*)

gativ de hidroxil, OH^-. De la descoperirea electronului știm că ionii pozitivi cum e H^+ sunt de fapt molecule (în acest caz, un singur atom) care au pierdut unul sau mai mulți electroni (pentru H^+, numai unul), iar ionii încărcați negativ cum e OH^- sunt molecule care au câștigat unul sau mai mulți electroni; dar această informație nu era necesară în teoria lui Faraday.

Să presupunem acum că conductorii legați la bornele pozitivă și negativă ale unei baterii electrice (pentru care Faraday a introdus numele de *electrozi*) sunt scufundați într-un lichid. Ionii pozitivi din imediata vecinătate a electrodului negativ vor fi atrași de acesta. La contactul cu electrodul, ei vor prelua o sarcină electrică negativă de la baterie (sarcină care știm astăzi ca e purtată de electroni) și vor apărea ca molecule neutre. De exemplu, în electroliza apei, reacția este $2H^+ + 2\,e^- \rightarrow H_2$. În acest caz participă doi electroni și doi ioni de hidrogen deoarece, după cum a descoperit Avogadro, molecula normală de hidrogen constă din doi atomi de hidrogen. La fel, la electrodul pozitiv, ionii negativi își vor ceda sarcinile negative (electronii) bateriei, și vor apărea și ei ca molecule obișnuite. În electroliza apei, această reacție este $4OH^- \rightarrow 2H_2O + O_2 + 4e^-$, cu oxigenul, ca și hidrogenul, apărând sub formă de bule la electrozi. Aceste reacții creează un deficit de ioni pozitivi la electrodul negativ și un deficit de ioni negativi la electrodul pozitiv, astfel că noi ioni vor fi atrași în vecinătatea electrozilor, iar procesul va continua. Sarcina negativă cedată bateriei la electrodul pozitiv și luată de la ea la electrodul negativ curge prin fire și prin baterie ca un curent electric obișnuit, a cărui intensitate poate fi măsurată ușor (de exemplu, la fel ca într-un ampermetru obișnuit, măsurând forța magnetică pe care o produce).

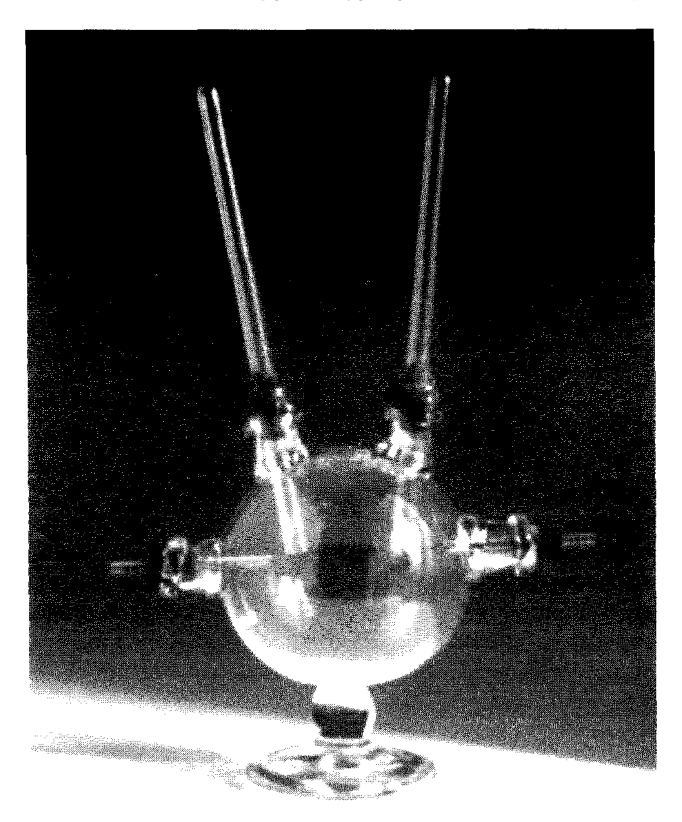
Aceeași descriere se aplică și electrolizei altor materiale. De exemplu, în electroliza clorurii de argint molecula AgCl se desface în ionii Ag^+ și Cl^- (Ag este argintul, Cl clorul);

reacțiile de la electrodul negativ și cel pozitiv sunt $Ag^+ + e^- \rightarrow Ag$, respectiv $2Cl^- \rightarrow 2e^- + Cl_2$. Clorul apare ca un gaz ale cărui molecule conțin fiecare câte doi atomi, iar argintul ca o depunere monoatomică pe electrodul negativ.

În toate aceste reacții, numere precise de molecule de fiecare tip se produc atunci când o cantitate precisă de sarcină curge prin conductori și prin baterie. Să presupunem că luăm ca unitate de sarcină cantitatea necesară pentru a produce un atom de argint în electroliza clorurii de argint. Atunci, pentru a produce fiecare moleculă de clor sunt necesare două unități de sarcină, iar pentru fiecare moleculă de hidrogen și fiecare moleculă de oxigen (nu atom) produse în electroliza apei e nevoie de două și, respectiv, patru unități. Unitatea electrolitică de electricitate folosită aici se știe acum că este sarcina unui electron. Pentru Faraday ea era doar o unitate ireductibilă de sarcină, ai cărei multipli sunt transferați între ioni și electrozi în electroliză. În acest sens, ca unitate fundamentală de electricitate în electroliză, a fost introdus în 1874, de către Stoney, termenul de *electron*.

Această imagine a electrolizei i-a fost sugerată lui Faraday de măsurarea cantităților relative ale diverselor materiale produse. De exemplu, în electroliza apei orice curent electric va produce întotdeauna o masă de oxigen de opt ori mai mare decât masa de hidrogen. Acest raport e exact cel la care ne așteptăm pe baza teoriei lui Faraday: producerea fiecărei molecule de oxigen necesită patru unități de electricitate, în timp ce pentru producerea fiecărei molecule de hidrogen e nevoie de doar două unități; deci un curent dat va produce de două ori mai puține molecule de oxigen decât de hidrogen. Dar, așa cum am văzut în secțiunea precedentă, masa fiecărei molecule de oxigen este de 16 ori mai mare decât cea a moleculei de hidrogen, astfel că pentru fiecare gram de hidrogen se produc $\frac{1}{2} \times 16 = 8$ grame de oxigen.

Faraday nu avea cum să știe care este mărimea unității sale electrolitice de sarcină electrică în unități obișnuite de



Instalația folosită de Faraday pentru electroliză

sarcină cum e coulombul, exact la fel cum Dalton nu putea cunoaște mărimea unității sale pentru greutatea atomică în unități obișnuite cum este gramul. Raportul acestor unități a putut fi însă acum determinat cu ușurință. Cântărind cantitatea de argint depusă pe electrozii negativi în electroliza unor săruri cum e clorura de argint, s-a găsit că un curent

de un amper care curge timp de o secundă produce circa 10^{-6} kilograme de argint, și proporțional mai mult pentru curenți mai intenși sau timpi mai lungi. Un atom de argint este produs pentru fiecare unitate de sarcină, astfel că numărul de atomi de argint din 10^{-6} kilograme de argint trebuie să fie egal cu numărul de unități de sarcină transferate de un amper într-o secundă, ceea ce reprezintă prin definiție un coulomb de sarcină. Rezultă atunci că raportul dintre masa atomului de argint și unitatea de sarcină electrică este de aproximativ 10^{-6} kilograme pe coulomb. Greutatea atomică a argintului este de circa 108 ori mai mare decât cea a hidrogenului, astfel că raportul dintre masa atomului de hidrogen și unitatea de sarcină electrică e mai mic decât raportul din cazul argintului de 108 ori, deci este de circa 10^{-8} kilograme pe coulomb.

Acest rezultat se exprimă de obicei în termeni puțin diferiți. Deoarece un mol din orice substanță conține mereu același număr de molecule (vezi pagina **116**), cantitatea de sarcină electrică necesară pentru a produce un mol din orice substanță este exact egală cu numărul de unități de sarcină electrică necesar pentru o moleculă (una pentru argint, două pentru hidrogen și clor, patru pentru oxigen) înmulțit cu o constantă universală cunoscută sub numele de *faraday*. Un faraday, care reprezintă sarcina electrică a unității electrolitice de electricitate înmulțită cu numărul lui Avogadro, numărul de molecule dintr-un mol, era cunoscut cu oarecare precizie la sfârșitul secolului al XIX-lea ca fiind 96 850 coulombi pe mol. Atomul de hidrogen are o greutate atomică de 1,008, așa că un mol de hidrogen are 1,008 grame, sau $1{,}008 \times 10^{-3}$ kilograme. Astfel, raportul dintre masa atomului de hidrogen și unitatea de sarcină electrică era cunoscut a fi

$$1{,}008 \times 10^{-3}/96580 = 1{,}004 \times 10^{-8}\ \text{kg/C}.$$

După descoperirea electronului de către Thomson, a fost natural să se identifice unitatea electrolitică de sarcină elec-



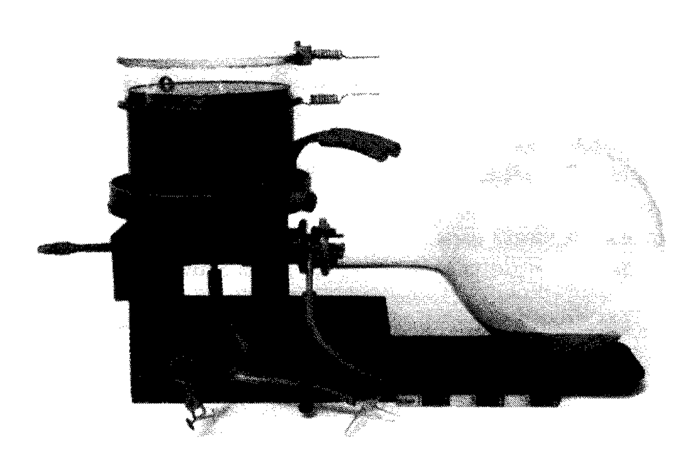
Charles Thomson Rees Wilson în anii 1920.

trică pur și simplu cu sarcina electronului. Pe această bază, s-a stabilit că raportul dintre masa atomului de hidrogen și sarcina electronului este de 1,004 × 10^{-8} kilograme pe coulomb. Această informație dedusă din electroliză, împreună cu raportul masă/sarcină de circa 10^{-11} kilograme pe coulomb măsurat de Thomson pentru electron, l-a condus pe Thomson la concluzia că atomii sunt de o mie de ori mai grei decât electronii pe care îi conțin.

MĂSURAREA SARCINII ELECTRONULUI

Sarcina electronului a fost măsurată pentru prima oară într-o serie de experimente la Laboratorul Cavendish de Thomson și colegii săi J.S.E. Townsend (1868–1957) și H.A. Wilson (1874–1964). Metodele lor s-au bazat pe faptul, descoperit cu puțin timp în urmă la Cavendish de studentul lui Thomson, Charles Thomson Rees Wilson (1869–1959), că ionii pot servi la declanșarea formării picăturilor de apă în aerul umed — rol jucat de obicei de firele de praf. Lucrările lui Wilson au condus la dezvoltarea camerelor cu ceață, în care particulele încărcate aflate în mișcare produc urme vizibile din picături de apă atunci când o atmosferă umedă se dilată brusc. Camera cu ceață a contribuit mult la impunerea realității particulelor subatomice. Astfel, camera cu ceață, inventată de Wilson pentru că era interesat de nori, a devenit primul dintr-un lung șir de dispozitive folosite de fizicieni pentru a vizualiza urmele particulelor elementare: emulsiile fotografice din anii 1940 și 1950, camerele cu bule din anii 1950, 1960 și 1970, camerele cu fire și camere cu scântei de azi. Dar ce ne interesează acum este faptul că picături de apă se pot forma chiar și în jurul ionilor individuali, astfel că o măsurare a raportului sarcină/masă a acestor picături, împreună cu o măsurare separată a dimensiunii lor, poate furniza o valoare pentru sarcina unui ion, și prin deducție o valoare pentru sarcina electronului.

Metoda lui Townsend a folosit ionii prezenți în mod natural în gazele produse prin electroliză. Picăturile de apă care se formează în jurul acestor ioni erau prea mici pentru ca dimensiunea lor să poată fi măsurată direct, de aceea Townsend a folosit o metodă bazată pe viteza particulelor în cădere (metodă care a fost repetată în majoritatea măsurătorilor ulterioare ale sarcinii electronului). Sub influența gravitației, o picătură de apă este accelerată până când frecarea cu aerul compensează exact forța gravitațională, după care cade cu o



Camera cu ceață a lui Wilson, prin care se vizualizează urmele particulelor ionizante.

viteză constantă. Forța de gravitație asupra picăturii este egală, conform legii a doua a lui Newton, cu masa picăturii înmulțită cu accelerația de 9,8 metri pe secundă la pătrat accelerație cu care cad obiectele dacă nu sunt supuse altor forțe

Forța gravitațională asupra picăturii = Masa picăturii × 9,8 m/s^2

Forța de frecare cu aerul, pe de altă parte, depinde atât de raza picăturii, cât și de viteza sa. Din lucrările teoretice ale lui Sir George Stokes (1819–1903) din 1851 se știa că această forță este dată de formula

Forța de frecare asupra picăturii = $6\pi\eta$ × Raza picăturii × Viteza picăturii

unde η este o constantă care descrie vâscozitatea sau „adezivitatea“ aerului, și este cunoscută din diverse măsurători (de exemplu, din viteza de cădere a unor corpuri mai mari

de mărime cunoscută) ca fiind de aproximativ $1,82 \times 10^{-5}$ newtoni-secundă/m^2. Desigur, forța de frecare acționează în sens opus mișcării picăturii, astfel că, atunci când viteza atinge o anumită valoare, cele două forțe se vor compensa. Exact așa se întâmplă: picătura este accelerată sub influența gravitației până când viteza atinge punctul în care frecarea anulează gravitația, și în continuare cade cu acea viteză. La viteza căderii staționare, termenii din membrul drept al celor două ecuații de mai sus trebuie să fie egali:

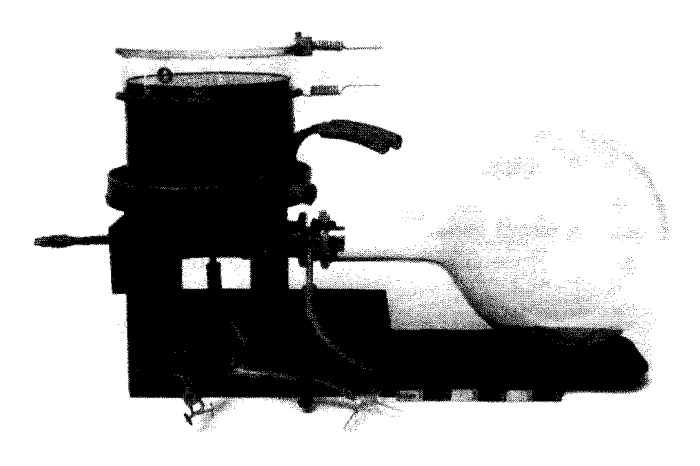
$$\text{Masa picăturii} \times 9{,}8\ \text{m/s}^2 = 6\pi\eta \times \text{Raza picăturii} \times \text{Viteza căderii staționare}$$

Măsurând viteza picăturii, Townsend a obținut deci o relație între masa și raza particulei. Altă relație e dată de faptul că masa picăturii trebuie să fie egală cu volumul ei înmulțit cu densitatea cunoscută (10^3 kilograme pe metru cub) a apei. Folosind formula bine-cunoscută a volumului unei sfere, aceasta dă

$$\text{Masa picăturii} = \frac{4\pi}{3} \times (\text{Raza picăturii})^3 \times \text{Densitatea apei}$$

Avem acum două ecuații care leagă două necunoscute, masa și raza picăturii, astfel că e ușor să le determinăm pe amândouă. (Acest lucru e făcut în Anexa G.) În acest fel, Townsend a reușit să calculeze masa medie a picăturilor din norul său de vapori de apă în cădere.

Norul de picături a fost trecut apoi prin acid sulfuric, care a absorbit apa, iar Townsend a măsurat sarcina electrică preluată de acid și creșterea greutății sale datorită apei absorbite. Raportul lor a dat raportul sarcină/masă pentru picături și, înmulțind cu masa fiecărei picături determinată anterior, s-a obținut sarcina de pe fiecare picătură. Rezultatele lui Townsend din 1897 au fost că sarcinile erau de $0,9 \times 10^{-19}$ coulombi pentru ionii pozitivi și $1,0 \times 10^{-19}$



Camera cu ceață a lui Wilson, prin care se vizualizează urmele particulelor ionizante.

viteză constantă. Forța de gravitație asupra picăturii este egală, conform legii a doua a lui Newton, cu masa picăturii înmulțită cu accelerația de 9,8 metri pe secundă la pătrat accelerație cu care cad obiectele dacă nu sunt supuse altor forțe

Forța gravitațională asupra picăturii = Masa picăturii × 9,8 m/s^2

Forța de frecare cu aerul, pe de altă parte, depinde atât de raza picăturii, cât și de viteza sa. Din lucrările teoretice ale lui Sir George Stokes (1819–1903) din 1851 se știa că această forță este dată de formula

Forța de frecare asupra picăturii = $6\pi\eta$ × Raza picăturii × Viteza picăturii

unde η este o constantă care descrie vâscozitatea sau „adezivitatea" aerului, și este cunoscută din diverse măsurători (de exemplu, din viteza de cădere a unor corpuri mai mari

de mărime cunoscută) ca fiind de aproximativ $1,82 \times 10^{-5}$ newtoni-secundă/m^2. Desigur, forța de frecare acționează în sens opus mișcării picăturii, astfel că, atunci când viteza atinge o anumită valoare, cele două forțe se vor compensa. Exact așa se întâmplă: picătura este accelerată sub influența gravitației până când viteza atinge punctul în care frecarea anulează gravitația, și în continuare cade cu acea viteză. La viteza căderii staționare, termenii din membrul drept al celor două ecuații de mai sus trebuie să fie egali:

$$\text{Masa picăturii} \times 9{,}8\ \text{m/s}^2 = 6\pi\eta \times \text{Raza picăturii} \times \text{Viteza căderii staționare}$$

Măsurând viteza picăturii, Townsend a obținut deci o relație între masa și raza particulei. Altă relație e dată de faptul că masa picăturii trebuie să fie egală cu volumul ei înmulțit cu densitatea cunoscută (10^3 kilograme pe metru cub) a apei. Folosind formula bine-cunoscută a volumului unei sfere, aceasta dă

$$\text{Masa picăturii} = \frac{4\pi}{3} \times (\text{Raza picăturii})^3 \times \text{Densitatea apei}$$

Avem acum două ecuații care leagă două necunoscute, masa și raza picăturii, astfel că e ușor să le determinăm pe amândouă. (Acest lucru e făcut în Anexa G.) În acest fel, Townsend a reușit să calculeze masa medie a picăturilor din norul său de vapori de apă în cădere.

Norul de picături a fost trecut apoi prin acid sulfuric, care a absorbit apa, iar Townsend a măsurat sarcina electrică preluată de acid și creșterea greutății sale datorită apei absorbite. Raportul lor a dat raportul sarcină/masă pentru picături și, înmulțind cu masa fiecărei picături determinată anterior, s-a obținut sarcina de pe fiecare picătură. Rezultatele lui Townsend din 1897 au fost că sarcinile erau de $0,9 \times 10^{-19}$ coulombi pentru ionii pozitivi și $1,0 \times 10^{-19}$

coulombi pentru ionii negativi, diferența de 10 procente fiind ușor explicată prin marja de eroare a experimentului.

În metoda lui Thomson de măsurare a sarcinii electronului, ionii erau produși expunând aerul la raze X. În loc să absoarbă picăturile de apă în acid sulfuric, el a măsurat masa și sarcina lor totală prin metode foarte indirecte, implicând măsurători ale conductivității electrice a aerului și ale schimbării temperaturii în timpul expunerii care a produs picăturile de apă. Mărimea picăturilor individuale a fost determinată (ca și în experimentul lui Townsend) măsurând viteza de cădere a norului. Rezultatul lui Thomson din 1898 a fost că sarcina ionilor era de circa 2×10^{-19} coulombi. După perfecționări aduse tehnicii sale, prin 1901 el indica o valoare de $1,1 \times 10^{-19}$ coulombi.

Metoda lui H.A. Wilson, ca și cea a lui Thomson, a folosit ioni produși de razele X, dar norul rezultant de picături de apă era supus unui câmp electric vertical intens. Când câmpul nu era aplicat, mărimea și masa picăturilor a putut fi măsurată din viteza de cădere a norului, la fel ca în experimentele lui Townsend și Thomson. La aplicarea câmpului, asupra picăturilor de apă acționau trei forțe: forța gravitațională (care depinde de masa picăturii măsurată anterior), frecarea cu aerul (care depinde de raza picăturii măsurată anterior și de viteza lor observată) și forța electrică asupra picăturii (produsul dintre sarcina picăturii și câmpul electric). Din condiția ca viteza să fi atins o valoare staționară la care cele trei forțe ajung la echilibru, se poate obține apoi singura mărime necunoscută, sarcina electrică purtată de picături. (Acest calcul este și el prezentat în Anexa G.) În 1903 Wilson a raportat o sarcină de $1,03 \times 10^{-19}$ coulombi.

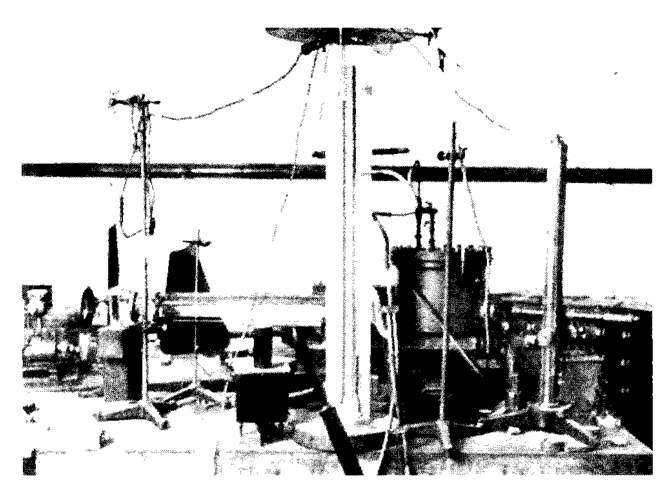
Aceste rezultate erau în acord rezonabil între ele, dar n-au fost considerate prea exacte, și de fapt nici nu erau. (După cum vom vedea, sarcina reală a electronului este cu 60% mai mare). Totuși, dovada naturii atomice a electricității era suficient de bună pentru a-i convinge pe mulți

care, la fel ca Mach, erau sceptici în privința realității atomilor. I.B. Cohen și G. Holton citează recunoașterea acestui fapt de către Wilhelm Ostwald (1853–1932), care fusese un opozant de frunte al atomismului, în ediția din 1908 a *Tratatului de chimie generală* a lui Ostwald: „Sunt acum convins că am intrat recent în posesia dovezii experimentale privind natura discretă sau granulară a materiei, pe care ipoteza atomică a căutat-o zadarnic timp de sute și mii de ani.“ Dovezile citate de Ostwald erau experimentele lui Perrin asupra mișcării browniene și măsurarea de către Thomson a sarcinii electronului.

Să ne întoarcem la Millikan. Pe la 1906, Millikan s-a lansat în încercarea de a măsura sarcina electronului mai precis decât fusese posibil la Cavendish. Mai întâi el a repetat pur și simplu metoda lui H.A. Wilson, dar a introdus repede o îmbunătățire crucială.* În locul picăturilor de apă care se condensau într-o atmosferă umedă, el a folosit picături de ulei mineral („ulei de cea mai bună calitate pentru ceasuri“), injectate în interiorul aparatului său cu un pulverizator. Aceasta a redus evaporarea de pe suprafața picăturilor, menținând masa lor constantă în timpul desfășurării experimentelor. Mai important, Millikan a constatat acum că poate observa o picătură individuală, nu un nor, urmărindu-i miș-

---

* După scrierea acestei cărți a apărut un remarcabil memoriu postum care aruncă o oarecare îndoială asupra rolului de frunte al lui Millikan în aceste experimente. Harvey Fletcher (1884–1981), un absolvent al Universității din Chicago, s-a ocupat la sugestia lui Millikan de măsurarea sarcinii electronului pentru teza lui de doctorat, și l-a avut drept coautor pe Millikan la câteva dintre primele lui lucrări asupra acestui subiect. Fletcher a lăsat unui prieten un manuscris cu instrucțiuni de a fi publicat după moartea sa: manuscrisul a fost publicat în iunie 1982, în *Physics Today*, pagina 43. În el, Fletcher susține că el a fost primul care a făcut experimentul cu picăturile de ulei, primul care a măsurat sarcinile de pe picăturile individuale, și s-ar putea să fi fost primul care a sugerat folosirea uleiului. După spusele lui Fletcher, el sperase să semneze împreună cu Millikan primul articol crucial care anunța măsurarea sarcinii electronului, dar a fost exclus de Millikan. (*N.a.*)



Aparatul folosit de Millikan în experimentele sale cu picături de ulei.

carea în sus sau în jos de multe ori în timp ce câmpul electric era aplicat sau lipsea. Pentru fiecare urcare sau cădere succesivă a picăturii, sarcina electrică putea fi dedusă din vitezele de ascensiune și de coborâre, la fel cum procedase Wilson. (Pentru detalii, vezi Anexa G.)

Să considerăm în detaliu un exemplu: picătura cu numărul 6 din articolul lui Millikan din 1911.[1] Când câmpul electric era oprit, picătura a căzut 0,01021 metri într-un timp mediu de 11,88 secunde, deci viteza ei a fost de 0,01021 metri/11,88 secunde, sau $8,59 \times 10^{-4}$ m/s. Vâscozitatea aerului a fost considerată de Millikan egală cu $1,825 \times 10^{-5}$ newtoni-secundă pe metru pătrat, iar densitatea uleiului $0,9199 \times 10^{3}$ kilograme pe metru cub. Din aceste date, Millikan a calculat că această picătură avea o rază de $2,76 \times 10^{-6}$ m și deci o masă egală cu de $0,9199 \times 10^{3}$ kg/m^{3} ori $4\pi/3$ ori $(2,76 \times 10^{-6}$ m$)^{3}$, sau $8,10 \times 10^{-14}$ kg. Ca să verificăm calculul lui Millikan privind raza picăturii, să notăm mai

întâi că forța gravitațională este egală cu masa înmulțită cu accelerația comună 9,8 m/s^2, sau

$$8{,}10 \times 10^{-14}\ \text{kg} \times 9{,}8\ \text{m/s}^2 = 7{,}9 \times 10^{-13}\ \text{N},$$

și că forța de frecare dată de formula lui Stokes este

$$6\pi \times (1{,}825 \times 10^{-5}\ \text{N s/m}^2) \times (2{,}76 \times 10^{-6}\ \text{m}) \\ \times (8{,}59 \times 10^{-4}\ \text{m/s}) = 8{,}1 \times 10^{-13}\ \text{N}.$$

Mica discrepanță apare aici în principal din cauză că Millikan a folosit în realitate o versiune corectată a legii lui Stokes; corecția (discutată în Anexa G) a fost necesară deoarece aerul care curge în jurul unei picături foarte mici nu se comportă strict ca un fluid calm.

Cu un câmp electric de $3{,}18 \times 10^5$ volți pe metru, această picătură a fost văzută la prima ei ascensiune parcurgând 0,12021 metri în 80,708 secunde — o viteză de $1{,}26 \times 10^{-4}$ m/s. Deoarece era tot aceeași picătură, forța de frecare a fost acum mai mică decât cea de mai înainte exact prin raportul vitezelor

$$\text{Forța de frecare} = \left(\frac{1{,}26 \times 10^{-4}\ \text{m/s}}{8{,}59 \times 10^{-4}\ \text{m/s}}\right) \times (8{,}1 \times 10^{-13}\ \text{N}) \\ = 1{,}2 \times 10^{-13}\ \text{N},$$

dar, deoarece picătura urca, această forță acționa acum în jos, în aceeași direcție cu gravitația. Suma forțelor de gravitație și frecare era deci de $(7{,}9 + 1{,}2) \times 10^{-13}$ newtoni, sau $9{,}1 \times 10^{-13}$ newtoni. Aceasta trebuia să fie exact echilibrată de forța electrică îndreptată în sus, care era egală cu sarcina necunoscută înmulțită cu câmpul electric de $3{,}18 \times 10^5$ volți pe metru. Astfel, sarcina picăturii de ulei a putut fi calculată:

$$\frac{9{,}1 \times 10^{-13}}{3{,}18 \times 10^5} = 29 \times 10^{-19}\,\text{C}.$$

Folosind numere nerotunjite și luând în considerare toate corecțiile, Millikan a găsit o valoare mai precisă, de $29{,}87 \times 10^{-19}$ coulombi, pentru sarcina picăturii în timpul acestei ascensiuni.*

Iată lista sarcinilor electrice pe care le-a găsit Millikan pentru această picătură în timpul ascensiunilor succesive în câmp electric, în unități de 10^{-19} coulombi: 29,87; 39,86; 28,25; 29,91; 34,91; 36,59; 28,28; 34,95; 39,97; 26,65; 41,74; 30,00; 33,55. Aceste sacini sunt multipli destul de mari ai sarcinii electronului, și nu e prea ușor să vedem că ele sunt toate multipli întregi ai aceleiași sarcini elementare. Dar modificările sarcinii electrice de la o ascensiune la următoarea sunt mult mai mici. Considerând diferențele dintre fiecare sarcină și sarcina din ascensiunea precedentă, obținem următoarele *schimbări* ale sarcinii, din nou în unități de 10^{-19} coulombi: 9,91; −11,61; 1,66; 5,00; 1,68; −8,31; 6,67; 5,02; −13,32; 15,09; −11,74; 3,35. Acum este foarte clar că toate aceste modificări în sarcina electrică sunt multipli întregi ai unei sarcini minime, egală cu aproximativ $1{,}665 \times 10^{-19}$ coulombi. Exprimate în unitățile acestei sarcini minime, modificările anterioare ale sarcinii picăturii de ulei de la o urcare la următoarea sunt 5,95; −6,97; 1,00; 3,00; 1,01; −4,99; 4,01; 3,02; 8,00; 9,06; −7,05 și 2,01. Interpretarea e că electronul are o sarcină de circa $1{,}665 \times 10^{-19}$ coulombi, și că

---

* Mi-am luat aici câteva libertăți în prezentarea rezultatelor lui Millikan cu scopul de a le face mai clare. De exemplu, Millikan exprima sarcinile în unități electrostatice (statcoulombi); eu le-am transformat în coulombi deoarece ele sunt unitățile folosite în restul acestei cărți. De asemenea, Millikan nu a prezentat de fapt un calcul pentru sarcina electrică a picăturii de ulei măsurată de fiecare dată când picătura se deplasa în sus în câmpul electric. El a indicat în schimb valorile unei anumite mărimi care apare în calculul sarcinii și care se schimbă de la o ascensiune la alta, lăsând deoparte factorii comuni care rămân constanți pentru o anumită picătură. Eu am înmulțit cu acei factori pentru a obține valorile efective ale sarcinilor electrice pe care Millikan le-ar fi găsit din datele lui, dacă le-ar fi calculat. Millikan a introdus în plus o mică corecție pentru plutirea în aer, pe care am neglijat-o aici. (*N.a.*)

la ascensiunile succesive picătura a pierdut șase electroni sau ioni negativi, apoi a câștigat șapte, apoi a pierdut unul, apoi a pierdut trei, apoi a pierdut unul, apoi a câștigat cinci, și așa mai departe.

Repetând aceste experiențe cu multe picături, Millikan a obținut o valoare medie pentru sarcina electronului de $1{,}592 \times 10^{-19}$ coulombi, cu o eroare experimentală de aproximativ $0{,}003 \times 10^{-19}$ coulombi. Aceasta era la momentul respectiv de departe cea mai precisă măsurătoare a sarcinii electronului, directă sau indirectă. Aproape că mai important era modul în care fusese obținută: urmărind picătura de ulei în timpul multor urcări și coborâri, Millikan a putut să observe cum ea pierde sau câștigă un număr mic de electroni, uneori numai unul. Măsurătorile lui Townsend, Thomson și Wilson de la laboratorul Cavendish determinaseră de fapt numai sarcina ionică medie a picăturilor din norul lor de vapori de apă, și lăsaseră deschisă posibilitatea unui interval destul de larg pentru sarcinile ionilor sau electronilor individuali. După experimentul lui Millikan, o asemenea posibilitate nu mai exista; de fiecare dată când o picătură câștiga sau pierdea o sarcină electrică, era mereu, cu aproximație de circa un procent, un multiplu întreg al aceleiași sarcini fundamentale.*

Millikan a folosit imediat valoarea sarcinii electrice obținută de el pentru a calcula alți parametri atomici. În particular, unitatea faraday (numărul lui Avogadro înmulțit cu sarcina electronului) fusese măsurată în electroliză obținându-se rezultatul de 96 500 coulombi pe mol. Împărțind acest număr la sarcina electronului, Millikan a calculat numărul lui

* După cum a arătat Holton într-un studiu al caietelor lui Millikan, acesta a manifestat o discreție considerabilă privind modul în care a ales picăturile pe care le-a inclus în lucrarea publicată. Un alt experimentator, Felix Ehrenhaft de la Universitatea din Viena, a găsit în mod sistematic câteva picături cu sarcini anormal de mici. Timpul i-a dat dreptate lui Millikan, totuși Ehrenhaft a rămas neconvins până la moarte. (*N.a.*)

Avogadro: 96 500 împărțit la $1,592 \times 10^{-19}$, sau $6,062 \times 10^{23}$ molecule pe mol. În mod echivalent și ceva mai puțin abstract, am putea spune că electroliza dăduse valoarea de $1,045 \times 10^{-8}$ kilograme pe coulomb pentru raportul masă/sarcină al ionului de hidrogen, iar sarcina electrică a ionului se știa acum că este $1,592 \times 10^{-19}$ coulombi, astfel că masa ionului de hidrogen a putut fi determinată: $1,663 \times 10^{-27}$ kilograme. Din valoarea cunoscută de circa $0,54 \times 10^{-11}$ kilograme pe coulomb a raportului masă/sarcină pentru electron, masa electronului a putut fi acum calculată ca aproximativ $0,54 \times 10^{-11}$ kg/C înmulțit cu $1,592 \times 10^{-19}$ C, sau 9×10^{-31} kilograme.

Dimensiunea atomilor era simplu de estimat. De exemplu, aurul are greutatea atomică 197 iar hidrogenul 1,008, astfel că atomul de aur are o masă de 197/1,009 ori mai mare decât cea a atomului de hidrogen, sau $3,250 \times 10^{-25}$ kilograme. Densitatea aurului este de $1,93 \times 10^{4}$ kilograme pe metru cub, deci trebuie să fie $1,93 \times 10^{4}/3,250 \times 10^{-25} = 5,94 \times 10^{28}$ atomi de aur în fiecare metru cub. Adică, fiecare atom de aur ocupă un volum egal cu 1 împărțit la $5,94 \times 10^{28} = 1,68 \times 10^{-29}$ metri cubi. Extrăgând rădăcina cubică, vedem că, dacă atomii de aur sunt strâns împachetați, diametrul lor trebuie să fie de $2,6 \times 10^{-10}$ metri.

Timp de mulți ani valoarea sarcinii electronului măsurată de Millikan a constituit cea mai precisă bază pentru scara atomică. Modificarea cea mai importantă a rezultat din remăsurarea vâscozității aerului în anii 1930. În prezent, cea mai bună valoare a sarcinii electronului este $1,6021765 \times 10^{-19}$ coulombi, cu o eroare de 46 pentru ultimele două zecimale. Aceasta depășește doar cu mai puțin de 1 procent valoarea obținută în 1913 de Millikan.

Îmbunătățirea determinării sarcinii electronului și-a pierdut de mult urgența, dar experimente de tipul celor efectuate de Millikan sau Wilson au continuat. Fizicienii caută acum sarcini care nu sunt pur și simplu multipli întregi ai sarcinii

electronului. În particular, așa cum vom vedea în capitolul 5, se consideră acum că protonul constă din trei particule numite cuarci, doi cu sarcina egală cu −2/3 din sarcina electronului, și unul cu sarcina de 1/3 din sarcina electronului. Din timp în timp apar știri că un experiment de tipul celui realizat de Millikan a găsit o picătură având o sarcină egală cu o treime dintr-un multiplu întreg al sarcinii electronului, dar până acum nici unul din aceste rezultate nu s-a confirmat. Rezultatele negative nu sunt atât de spectaculoase ca descoperirile efective, dar pot fi importante. Rezultatele negative ale acestor experimente au confirmat ceea ce se crede în general, și anume că, deși cuarcii sunt reali, ei nu pot exista decât în combinație cu alți cuarci (sau cu particulele numite anticuarci), combinații ale căror sarcini se adună întotdeauna până la un multiplu întreg al sarcinii electronului.

Note

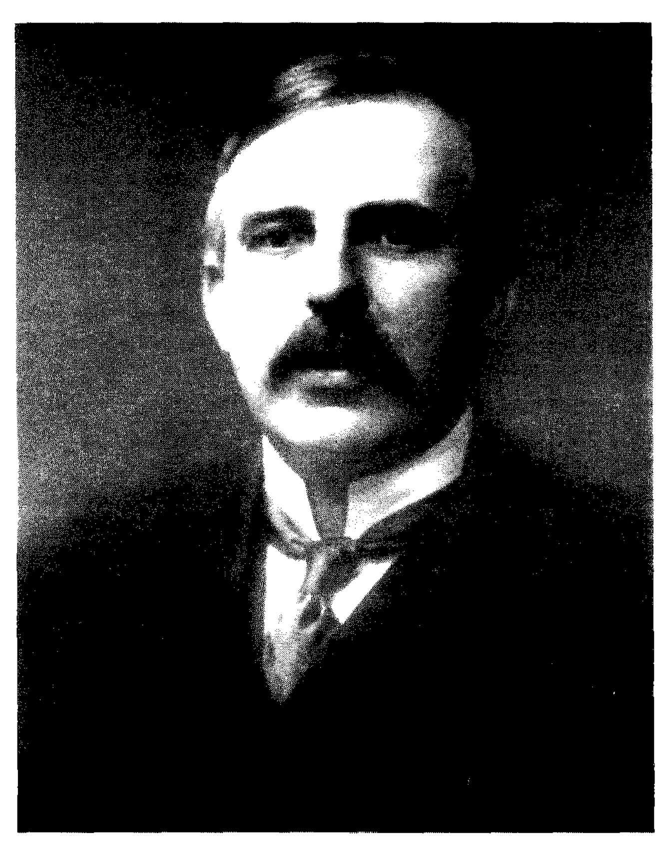
1 R.A. Millikan, „On the Elementary Electrical Charges and the Avogadro Constant", *Physical Review* **32** (1911) 349.

4
Nucleul

Atomii sunt neutri din punct de vedere electric, dar electronii descoperiți de Thomson au sarcină electrică negativă. Prin urmare, dacă atomii conțin electroni, ei trebuie să conțină și un alt fel de material, cu sarcină electrică pozitivă, pentru a compensa sarcina negativă a electronilor. Marea problemă după descoperirea electronilor a fost identificarea materialului cu sarcină pozitivă și descrierea modului în care acesta și electronii sunt aranjați în atom.

În 1903, la cursul Silliman pe care l-a ținut la Yale, Thomson sugera că electronii sunt înfipți în masa acestui material ca stafidele într-o plăcintă. Cam în același timp, la Tokio, Hantaro Nagaoka (1865–1950) propunea un model de tip „Saturn", conform căruia electronii se rotesc pe orbite în jurul unui corp central încărcat pozitiv, la fel ca inelele în jurul lui Saturn sau planetele în jurul Soarelui. Știm acum că Nagaoka era mai aproape de adevăr: sarcina pozitivă a atomului e într-adevăr concentrată într-un nucleu dens, de mici dimensiuni, în jurul căruia se rotesc electronii. Însă acest lucru trebuia stabilit experimental.

Nucleul atomic a fost descoperit în experimentele efectuate la Universitatea din Manchester în 1910–1911, sub conducerea lui Ernest Rutherford. Rutherford s-a născut în 1871 la Brightwater în Noua Zeelandă, într-o familie de imigranți din Marea Britanie care se așezaseră într-o vale mănoasă pentru a cultiva in și a-și crește numeroșii copii. Educația și-a făcut-o în Noua Zeelandă, mai întâi la Colegiul



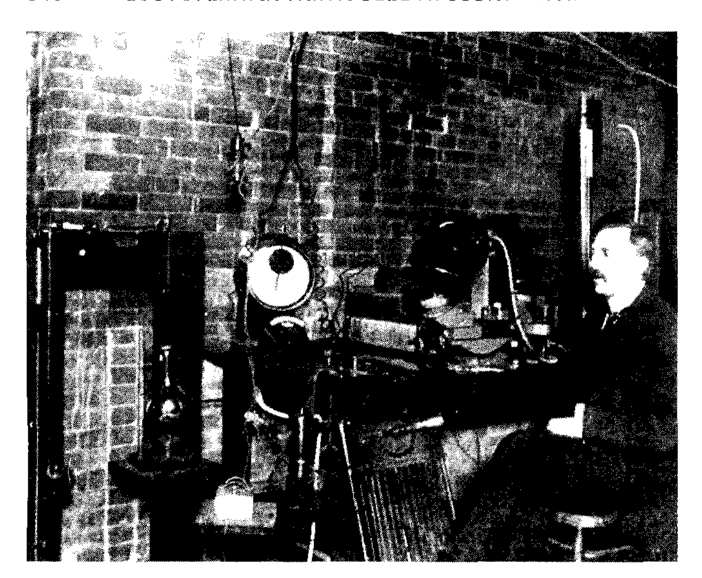
Sir Ernest Rutherford

Nelson, unde a fost șef de promoție, apoi ca student la Canterbury College în Christchurch, unde a primit cele mai înalte calificative la fizică și matematică. Acolo a început cercetări în domeniul electromagnetismului, cercetări a căror unică importanță istorică e că i-au adus o bursă de 150 de lire pe an și i-au permis să ajungă în 1895 în Laboratorul Cavendish.

În următorii câțiva ani, pe când Rutherford se afla la Cambridge, lumea fizicii era animată de o succesiune rapidă de descoperiri revoluționare, care au culminat cu descoperirea electronului de către Thomson în 1897. Mai întâi a fost descoperirea razelor X de către Wilhelm Konrad Röntgen (1845–1923) în noiembrie 1895 la Würzburg. Röntgen observase că, atunci când razele catodice loveau pereții de sticlă ai unui tub catodic, se emiteau niște raze neobișnuite, foarte penetrante (numite raze X de către Röntgen), care voalau plăcile fotografice și provocau fluorescența diferitelor materiale. Acum știm că razele X nu sunt decât lumină cu lungimea de undă foarte mică (de mii de ori mai mică decât cea a luminii vizibile), emisă atunci când electronii din partea exterioară a atomilor cad pe orbitele interioare pentru a înlocui electronii smulși din atom de razele catodice. Descoperirea razelor X e în afara firului principal al poveștii noastre, dar trebuie spus că ea a atras atenția fizicienilor de pretutindeni asupra posibilității existenței unor forme diferite de radiație, necunoscute încă.

Următoarea descoperire uluitoare din această perioadă a fost crucială pentru Rutherford. La începutul anului 1896, la Paris, Henri Becquerel (1852–1908) anunța descoperirea radioactivității. În capitolul următor vom intra în detaliile acestei descoperiri și ale studiului privind natura radioactivității; deocamdată este suficient să spunem că atomii substanțelor radioactive emit diverse tipuri de particule, cu energii de milioane de ori mai mari decât energiile degajate când atomii participă la reacții chimice obișnuite.

După cum era de așteptat din partea cuiva care lucra în laboratorul lui Thomson, Rutherford a fost la început interesat de efectele radioactivității și ale razelor X asupra conductibilității electrice a gazelor. Particulele cu energii mari din atomii radioactivi scot electroni din atomi, electronii devenind purtători ai curentului electric. În 1898, dupa ce a studiat cu Thomson efectul razelor X asupra conductibilității



Rutherford în laboratorul său de la Universitatea McGill, Montréal, Canada, în 1905.

electrice a gazelor, Rutherford a arătat că razele X și radioactivitatea acționează în același mod. De asemenea, el a identificat cel puțin două tipuri de radioactivitate, pe care le-a numit raze alfa și beta.

Aceste rezultate i-au adus lui Rutherford postul de profesor cercetător la nou-înființatul Laborator de Fizică Macdonald de la Universitatea McGill din Montréal. El s-a îmbarcat pentru Canada în septembrie 1898, având grijă ca înainte de plecare să-și trimită la Montréal câteva probe de săruri de thoriu și uraniu. La Montréal el și-a luat ca partener pe un tânăr chimist de la Oxford, Frederick Soddy (1877–1956). În timpul anilor petrecuți la McGill, Rutherford și Soddy au stabilit natura diferitelor forme de radioactivitate; cercetările lor vor fi prezentate în secțiunea următoare. Rutherford a găsit și timpul de a se întoarce în

Noua Zeelandă, de a se căsători în 1900, de a susține conferințe la Societatea Regală din Londra și de a-l urma pe Thomson la Yale în 1905. Deși activitatea lui la McGill se desfășura în condiții mai mult decât bune, Rutherford se simțea izolat de centrele de fizică din Europa și a profitat de șansa de a se întoarce în Anglia când, în 1906, i s-a oferit un post de profesor la Universitatea din Manchester. La acea dată, Manchester și Cambridge erau cele mai importante centre de fizică din Marea Britanie.

În 1907 Rutherford a început o nouă carieră la Manchester, reorientându-și cercetările de la natura radioactivității spre utilizarea acesteia ca mijloc de studiu al problemei ridicate la începutul acestui capitol, anume problema distribuției materiei și sarcinii în interiorul atomului. Abordarea acestei probleme propusă de Rutherford și de colegii lui de la Manchester a devenit un moment crucial al fizicii. Ei au dirijat un fascicul de particule cu energie mare asupra unei foițe subțiri de aur și au dedus distribuția sarcinii electrice în atomii foiței din probabilitatea ca particulele să fie împrăștiate la diferite unghiuri de către aceasta. (Vom analiza experimentele ceva mai jos, în acest capitol.) Particulele cu energie mare, care se folosesc acum ca sonde în astfel de experimente, sunt furnizate de acceleratoare gigantice cum sunt cele de la Batavia (lângă Chicago), Geneva, Hamburg și Stanford — instalații ale căror dimensiuni se măsoară în kilometri și care folosesc tot atâta energie electrică cât un oraș de mărime considerabilă. Scopul acestor experimente s-a modificat și el, trecând de la studiul structurii atomului, la studiul particulelor din interiorul atomului și chiar al particulelor din aceste particule. Ideile fundamentale care se află în spatele studiului împrăștierii ca indiciu al structurii sunt însă în mare parte aceleași cu ideile lui Rutherford. Desigur, pe timpul lui Rutherford nu existau mari acceleratoare, iar el a trebuit să folosească drept sonde particulele emise de substanțele radioactive din natură. A reușit totuși

să rezolve problema dispunerii sarcinii electrice în interiorul atomului: sarcina pozitivă este concentrată într-un nucleu de dimensiuni mici, în jurul căruia se învârt electronii.

Rezultatele lui Rutherford au ridicat însă întrebări la fel de grele ca și cele la care răspunseseră. Ce anume determina dimensiunile și energiile orbitelor electronilor din atomi? De ce electronii care se rotesc pe orbite nu emit unde electromagnetice? Și, dacă atracția electrică obișnuită între sarcinile de semn opus menține electronii negativi pe orbite în jurul nucleelor pozitive, ce anume împiedică nucleul însuși să se fragmenteze? Acestor întrebări nu li se putea da un răspuns în contextul fizicii teoretice de la acel moment, dar un prim pas a fost făcut de tânărul fizician danez Niels Hendrik David Bohr (1885–1962), care l-a vizitat pe Rutherford la Manchester în 1912 și s-a întors acolo în calitate de conferențiar în 1914. Lucrările lui Bohr au condus în mod direct la dezvoltarea mecanicii cuantice din anii 1920 (și care nu face obiectul acestei cărți). Din păcate, Rutherford nu privea cu simpatie dezvoltarea mecanicii cuantice, pe care o considera prea teoretică, prea departe de realitățile experimentale cu care avusese el de-a face. Sir Mark Oliphant își amintește că, după ce Bohr prezentase principiul de incertitudine în cadrul conferințelor Scott de la Laboratorul Cavendish, Rutherford a remarcat: „Să-ți spun drept, Bohr, concluziile dumitale mi se par la fel de incerte ca și premisele pe care se întemeiază.“ Sir Neville Mott citează o întâmplare din timpul acelei extraordinare perioade de dezvoltare a mecanicii cuantice din anii 1920, când un coleg l-a întrebat pe Rutherford „Ce mai e nou în fizică?“, iar Rutherford a răspuns: „Un singur lucru se poate spune despre fizică: teoreticienii s-au pus pe picioarele dinapoi și noi trebuie să-i aducem cu picioarele pe pământ.“ Ca teoretician, deplâng aceste sentimente potrivnice teoriei. Dar, în realitate, teoreticienii și experimentatorii se împăcau destul de bine și nu se puteau descurca unii fără alții. Atitudinea

lui Rutherford se datora în parte poate și faptului că lucrările lui cele mai importante fuseseră făcute pe când se știa atât de puțin despre nucleu încât nu se punea problema unor teorii matematice sofisticate, iar Rutherford era în stare să-și elaboreze de unul singur teoria de care avea nevoie.

În 1919, Rutherford îi urmează lui Thomson ca profesor de fizică experimentală la catedra Cavendish de la Cambridge, unde își trimisese cererea de angajare printr-o telegramă în chiar ziua alegerilor. La Cambridge a condus un grup de tineri fizicieni, care în anii 1930 vor deschide o nouă eră în fizica nucleară mai ales prin descoperirea neutronului de către Chadwick și a dezintegrării artificiale cu ajutorul particulelor accelerate de către John D. Cockroft (1897–1967) și E.T.S. Walton (1903–1995). Rutherford a primit toate onorurile de care se poate bucura un om de știință: premiul Nobel pentru chimie în 1908 pentru lucrările lui asupra radioactivității; titlul de cavaler în 1914; președinția Societății Regale în 1925; ridicarea la rang de pair în 1930. Amintindu-și originile, el și-a ales titlul de „Baron Rutherford de Nelson", iar în vârful blazonului său a inclus o pasăre kiwi.* (Textul era: „Pe cununa stindardelor, sus pe stâncă un kiwi adevărat.") A condus în mod activ laboratorul Cavendish până la moartea sa, în 1937.

Pentru generația mea de fizicieni care nu l-au cunoscut personal pe Rutherford, figura lui e un amestec de asprime, energie și sobrietate. Nu afișa superioritatea, dar își apăra cu vehemență ideile. În 1962, când am vizitat Cambridge, mi-a fost arătată pe un perete imaginea sculptată a unui crocodil și mi s-a spus că acesta îl reprezenta pe Rutherford.**

---

* În limbajul colocvial, termenul „kiwi" desemnează și locuitorii Noii Zeelande. (*N.t.*)

** Crocodilul poate fi văzut în fotografia de la pagina 151. Imaginea a fost sculptată la cererea lui Kapița de Eric Gill, care în anii 1930 era renumit atât pentru orientările sale sexuale cât și pentru sculpturile sale. Am auzit diverse teorii despre asocierea crocodilului cu Rutherford. Gerald Holton îmi vorbea de o remarcă a lui George Gamow cum că vocea

Era extrem de mândru de „băieții" lui pe care îi proteja, acel grup de tineri experimentatori de la Cavendish care îi includea pe Blackett, Feather, Kapița și Oliphant, precum și pe Chadwick, Cockroft și Walton. Rutherford lucra fără întrerupere; dacă lucrările lui la McGill, Manchester și Cambridge ar fi socotite ca rezultatul muncii a trei persoane, fiecare din acestea ar putea spune că a avut o carieră neobișnuit de productivă în știință. El era deseori asociat ideii că fizica trebuie făcută cu resurse materiale cât mai puține, dacă se poate cu „sârme și izolatori", iar odată, când un tânăr fizician i s-a plâns că nu a primit aparatul de care avea nevoie, Rutherford i-a răspuns: „Asta-i bună, eu aș putea face

---

tare și inconfundabilă a lui Rutherford era pentru studenții și asistenții săi un avertisment că Rutherford venea pe coridor, la fel cum în *Peter Pan* ticăitul ceasului înghițit de crocodil îl avertiza pe căpitanul Hook că animalul era pe urmele sale. Pe de altă parte, I. Bernard Cohen menționează că în Evul Mediu crocodilul era un simbol al alchimiei, iar lui Rutherford îi plăcea să se compare cu alchimiștii. Una din cărțile sale se numește *Noua alchimie*, iar în biroul lui de la Cavendish atârna o gravură în lemn a unui laborator de alchimie cu un crocodil împăiat deasupra instalației alchimistului. Singura mențiune scrisă despre crocodilul lui Rutherford pe care am putut-o găsi se află în cartea lui A.S. Eve, care sugerează că acesta ar putea simboliza perspicacitatea și destinul lui Rutherford, deoarece crocodilul nu se întoarce niciodată. Brian Pippard adaugă încă o presupunere: în rusă, limba maternă a lui Kapița, cuvântul *krokodil* se folosește în jargon pentru „șef". Am avut ocazia să-l întreb pe Kapița despre semnificația crocodilului pe când eram împreună la o reuniune la lacul Constance. Mi-a spus că e un secret. După publicarea primei ediții a cărții, am primit o scrisoare de la dl J.L. Koffman din Leicester, Anglia, care le cunoștea pe cele trei surori vitrege și mai vârstnice ale lui Kapița. Conform celor spuse de Koffman, în Rusia anilor 1922–1925 circula un cântec „cam vulgar" despre un crocodil. În cântec era vorba despre un crocodil mare, care hoinărea pe stradă și înhăța oameni de diferite naționalități apucându-i de părți din ce în ce mai intime ale corpului lor. Presupun că ideea lui Kapița a fost să folosească crocodilul ca pe un simbol al ferocității lui Rutherford în sens general, și nu pentru a comenta obiceiurile lui particulare. În orice caz, bănuiesc că încă nu am ajuns la ultima explicație a crocodilului lui Rutherford. (*N.a.*)



Crocodilul laboratorului Cavendish, sculptat de Eric Gill.

cercetări și la Polul Nord.“ Rutherford era însă conștient de nevoia de fonduri și, când a sosit la Cavendish în 1919, a încercat fără succes să ceară 200 000 de lire pentru instalații. În ultimii ani el a insistat în repetate rânduri pentru construirea unor mașini care să poată accelera particulele la energii din ce în ce mai mari.

La simpozionul „Retrospectiva fizicii nucleare“, Maurice Goldhaber comenta astfel evoluția scării la care se făceau

experimentele de fizică nucleară: „Primul care a dezintegrat nucleul a fost Rutherford, și există o fotografie a sa ținând aparatul pe genunchi. Îmi amintesc apoi de o altă fotografie, când unul din faimoasele ciclotroane au fost construite la Berkeley, și toată lumea era așezată în fața ciclotronului." Scara la care se fac experimentele moderne de fizica particulelor e și mai mare. Acceleratorul de la Fermilab este un inel cu circumferința de patru mile (aproximativ 6,5 km) care înconjoară o bună parte din preeria statului Illinois, unde paște liniștită o turmă de bizoni. Uneori se pune întrebarea de ce fizicienii au nevoie astăzi de sute de milioane de dolari pentru acceleratoare gigantice, când Rutherford a reușit să facă atât de mult numai pe tăblia unei mese. Cred că răspunsul este că acele descoperiri privind natura fundamentală a materiei care puteau fi făcute cu sârme și izolatori au fost în general deja făcute, în mare parte de Rutherford.

Până acum am pus accentul pe problema distribuției sarcinii electrice în atom, dar cercetările grupului lui Rutherford de la Manchester au răspuns și la o altă întrebare ridicată de descoperirea electronului de către Thomson: cum este distribuită masa în atom ? După cum am văzut în capitolul 3, la începutul secolului al XIX-lea, John Dalton și alți chimiști au determinat masele relative ale atomilor diferitelor elemente, punând în evidență faptul că atomul de carbon cântărește de 12 ori mai mult decât atomul de hidrogen, atomul de oxigen cântărește de 16 ori mai mult decât cel de hidrogen și așa mai departe. De asemenea, studiind electroliza, Faraday și alții au arătat că atomii încărcați electric (ionii), care sunt purtătorii curentului electric în soluții ale acizilor sau ale sărurilor, au un raport masă/sarcină de aproximativ 10^{-8} kilograme/coulomb pentru hidrogen, și proporțional mai mare pentru ionii atomilor mai grei. După descoperirea electronului a devenit destul de clar că acești ioni nu sunt altceva decât atomi care au câștigat unul sau mai mulți electroni (în cazul ionilor negativi) sau au pier-

dut unul sau mai mulți electroni (în cazul ionilor pozitivi). Pe această bază, sarcina electrică a ionului de hidrogen trebuie să fie exact egală în mărime cu sarcina electronului. Astfel, ținând seama de faptul că raportul masă/sarcină pentru electron este 1/2 000 față de cel pentru ionii de hidrogen și că sarcinile sunt egale, rezultă că masa ionului (și a atomului de hidrogen) trebuie să fie de aproximativ 2 000 de ori mai mare decât masa electronului. Înseamnă oare aceasta că atomii sunt alcătuiți din mii și mii de electroni? Sau că cea mai mare parte a masei atomului se află în altă parte, asociată poate sarcinilor pozitive?

După cum vom vedea mai târziu, experimentele din anii 1909–1911 de la Manchester au arătat nu numai că sarcina pozitivă a atomului este concentrată într-un nucleu de mici dimensiuni, ci și că nucleul conține aproape întreaga masă a atomului. Atunci, din ce este format nucleul? Dalton a găsit că atomii au în general mase apropiate de multipli întregi ai masei atomului de hidrogen, așa că s-ar putea crede că nucleul este format din particule grele, încărcate pozitiv, care pot fi identificate cu nucleul de hidrogen, și cărora în 1920 Rutherford le-a dat numele de *protoni*. Totuși, propriile rezultate ale lui Rutherford arătau că acest lucru nu poate fi adevărat: de exemplu, masa nucleului de heliu este de patru ori masa hidrogenului, dar Rutherford a găsit că sacina lui este numai de două ori mai mare. După cum vom vedea, în 1913 Moseley a măsurat și sarcinile altor nuclee și a găsit rezultate asemănătoare — de exemplu, calciul are masa atomică de 40 de ori mai mare decât cea a hidrogenului, dar sarcina nucleului este numai de 20 de ori mai mare. În primele două decenii ale secolului trecut cei mai mulți fizicieni credeau că nucleul conține și electroni; de exemplu, nucleul de heliu ar fi format din patru protoni (pentru a-i explica masa) și doi electroni (pentru a compensa două sarcini pozitive). Această ipoteză era greșită, dar răspunsul corect nu a fost găsit până în 1932, când a fost descoperit neutronul, ultima dintre particulele subatomice.

Descoperirea și explicarea radioactivității

Numărul descoperirilor științifice făcute din întâmplare nu este atât de mare pe cât cred unii oameni. Totuși, nu se poate pune la îndoială natura accidentală a uneia dintre cele mai mari descoperiri ce au inaugurat fizica secolului XX: descoperirea radioactivității.

În februarie 1896, Antoine Henri Becquerel (1852–1908), profesor de fizică la École Polytechnique, explora posibilitatea ca, atunci când sunt supuse acțiunii luminii solare, unele cristale să emită raze penetrante de tipul razelor X care fuseseră descoperite de Röntgen cu câteva luni în urmă. Metoda lui Becquerel era simplă: în vecinătatea unor plăci fotografice învelite în hârtie neagră și separate între ele prin plăci de cupru plasase mai multe tipuri de cristale. Dacă lumina soarelui ar fi făcut ca acele cristale să emită raze de tipul razelor X, aceste raze ar fi penetrat hârtia neagră din jurul plăcilor fotografice, dar nu și ecranul de cupru, astfel că la developare plăcile ar fi apărut înnegrite, cu excepția zonelor protejate de ecranele de cupru.

Norocul a făcut ca unul din cristalele studiate de Becquerel să conțină săruri de uraniu (bisulfat de uraniu-potasiu). (Becquerel presupunea că efectul pe care îl căuta era legat de fosforescență, iar aceste săruri erau cunoscute ca fosforescente.) Tot șansa a făcut ca în acel moment vremea să nu fie bună. Iată raportul lui Becquerel (comunicat ceva mai târziu în acel an) asupra celor întâmplate:

> [La 26 și 27 februarie] soarele a apărut numai intermitent [așa că] am oprit experiențele și le-am lăsat în așteptare, punând plăcile dezvelite în dulapul din cabinet, lăsând sărurile de uraniu la locul lor. Soarele nu a apărut zilele următoare și am developat plăcile la 3 martie, așteptându-mă să găsesc numai imagini slabe. Imaginile au apărut, dimpotrivă, cu mare intensitate ...

Două luni mai târziu Becquerel nota următoarele:

Între 3 martie și 3 mai plăcile au stat într-o cutie cu pereți de plumb, care era ținută în întuneric... În aceste condiții sărurile continuau să emită radiații active... Toate sărurile de uraniu pe care le-am studiat, fie că erau fosforescente, fie că nu erau expuse la lumină, fie că se aflau în soluție la lumină, au dat aceleași rezultate. Astfel am ajuns la concluzia că efectul este datorat prezenței elementului uraniu în aceste săruri.

Becquerel avea dreptate când atribuia aceste raze uraniului, iar pentru câțiva ani ele au fost cunoscute în Franța ca „raze uranice". Dar și alte elemente puteau produce astfel de raze. În 1898, la Paris, Marie Sklodowska Curie (1867–1934) a desoperit că raze asemănătoare erau emise de elementul toriu, și tot ea, împreună cu soțul ei, Pierre Curie (1859–1906), a descoperit elementul radiu, care era de milioane de ori mai activ decât uraniul. În acel an soții Curie au dat fenomenului numele modern de *radioactivitate.*

Dar ce era radioactivitatea? Una din marile complicații ale problemei provenea din faptul că atomii radioactivi emiteau trei feluri de raze. După cum am spus mai sus, cercetările lui Rutherford între anii 1895 și 1898 în Laboratorul Cavendish au arătat că există cel puțin două feluri de radiații, pe care le-a numit raze alfa și beta. Razele beta erau aproape tot atât de penetrante ca și razele X, dar razele alfa aveau o putere de penetrare mult mai mică; cele mai multe erau oprite de o foiță de aluminiu groasă de 0,001 țoli (0,0254 mm). Becquerel (și, independent de el, F. Giesel) observa în 1899 că o parte din razele emise de uraniu (acea parte numită de Rutherford raze beta) erau deviate de câmpul magnetic în același sens ca și razele catodice. Folosind metoda lui Thomson, Becquerel a măsurat raportul masă/sarcină al razelor beta și a găsit o valoare apropiată de cea găsită de Thomson pentru electroni. (Măsurătoarea a fost făcută cu precizie superioară în 1907 de Kaufmann.)

Era clar că razele beta erau de fapt electroni, însă electroni cu viteze mult mai mari decât cei din razele catodice.

Razele alfa erau mai greu de deviat cu câmpuri electrice sau magnetice, dar în 1903 Rutherford (pe atunci la McGill) a reușit să măsoare această deviere și a folosit-o la determinarea raportului masă/sarcină, care s-a dovedit a fi de aproximativ două ori mai mare decât cel al ionului de hidrogen. Aceasta putea însemna că particulele alfa erau ioni cu sarcina egală cu cea a ionului de hidrogen, dar cu masa atomică 2 (de două ori masa atomului de hidrogen). Dar nu se cunoștea nici un element cu masa atomică 2. Curând, Rutherford a presupus că particulele alfa sunt de fapt ioni de heliu, următorul element ușor după hidrogen, care are masa atomică 4; în acest caz, raportul masă/sarcină fiind de două ori mai mare decât cel pentru ionul de hidrogen, iar masa de patru ori mai mare, sarcina trebuia să fie de două ori sarcina ionului de hidrogen — egală în mărime dar opusă ca semn cu două sarcini electronice. Rutherford a făcut primele determinări a ceea ce mai târziu a devenit cunoscut ca număr atomic; ionul de heliu emis în radioactivitatea alfa are o sarcină electrică de +2 în unități ale sarcinii ionului de hidrogen, deoarece aceasta este sarcina nucleului de heliu, iar particulele alfa emise de substanțele radioactive sunt chiar nuclee de heliu lipsite de cei doi electroni care sunt complementul lor normal.

Identificarea razelor alfa cu ionii de heliu i-a fost în parte sugerată lui Rutherford de faptul că heliul era asociat cu materialele radioactive. De fapt, prima descoperire a heliului pe Pământ a fost făcută de chimistul britanic William Ramsay (1852–1916), care l-a găsit în minereul de uraniu numit cleveită. Spun „pe Pământ“ pentru că heliul fusese de fapt găsit pentru prima oară în Soare. Când un fascicul îngust de raze solare trece printr-o prismă și e studiat cu un telescop, spectrul rezultant apare traversat de un număr de linii luminoase și întunecate produse când lumina de o anumită lungime de undă este emisă sau absorbită de atomii



Marie și Pierre Curie împreună cu fiica lor Irène, în 1904. Irène va primi Premiul Nobel pentru fizică în 1935.

de pe suprafața Soarelui. Cele mai multe dintre aceste linii au putut fi identificate cu liniile asemănătoare produse de diferite elemente în laboratoarele terestre, dar una dintre liniile spectrale care fusese observată în timpul eclipsei din

1868 rămăsese misterioasă. Astronomul J. Norman Lockyer (1836–1920) a hotărât că ea se datorează unui alt element, care a fost numit helium, de la numele grecesc „helios" dat Soarelui. Heliul este de fapt foarte abundent în Soare și în general în univers, alcătuind până la un sfert din masa celor mai multe stele. El este rar pe Pământ deoarece atomul de heliu este foarte ușor și inactiv chimic. Atomii individuali de heliu din atmosferă pot căpăta ușor, prin ciocniri cu moleculele de aer, viteze suficient de mari pentru a ieși din sfera gravitației terestre, iar heliul nu poate fi captat în moleculele grele așa cum hidrogenul este captat în apă.

Concluzia că heliul este produs în radioactivitate a devenit de neevitat când, în 1903, la McGill, Ramsay și Soddy au observat că în apropierea sărurilor de radiu apare heliu. În sfârșit, în 1907–1908 la Manchester, Rutherford împreună cu T.D. Royds a reușit să capteze suficient de multe particule alfa emise de o probă de radiu pentru a observa aceleași linii spectrale prin care heliul fusese identificat în Soare, confirmând astfel indubitabil că particulele alfa sunt ioni de heliu. Pe atunci Rutherford nu știa, dar motivul pentru care particulele alfa sunt în mod obișnuit emise de atomii radioactivi este același cu motivul pentru care heliul e un element frecvent în universul nostru: nucleul de heliu este de departe cel mai strâns legat dintre nucleele atomice ușoare.

Cel de-al treilea tip de radioactivitate era reprezentat de raze foarte penetrante (ca și razele beta și razele X), dar care (ca și razele alfa sau razele X) nu pot fi deviate ușor de un câmp magnetic. Observate pentru prima oară în 1900 de P. Villard, ele au fost numite în 1903 de Rutherford raze gama. Rutherford a presupus că acestea, ca și razele X, sunt lumină cu lungime de undă foarte mică, însă acest lucru n-a putut fi demonstrat până în 1914, când Rutherford împreună cu E.N. da Costa Andrade (1887–1971) au reușit să măsoare lungimea de undă a razelor gama observând împrăștierea lor pe cristale. (Razele gama au fost mult mai puțin importante în istoria timpurie a radioactivității decât

razele alfa sau beta, și nu voi avea multe de spus aici despre ele.)

Așadar, razele alfa sunt ioni de heliu cu sarcină dublă (de fapt, nuclee de heliu), razele beta sunt electroni, iar razele gama sunt pulsuri de lumină. Dar ce anume face ca atomii să emită aceste raze? Un indiciu important a fost descoperit de Rutherford în 1899, curând după ce ajunsese la McGill. Cu un an în urmă, el observase că radioactivitatea toriului părea să fluctueze uneori, mai ales atunci când proba se afla într-un curent de aer. Strângând într-o sticlă aerul suflat deasupra unei probe de toriu el a reușit să colecteze un gaz, numit de el „emanația toriului". (Un gaz similar emis de radiu fusese observat cu puțin timp înainte de Friedrich Ernst Dorn.) Gazul era puternic radioactiv și, evident, reprezenta o parte din radioactivitatea care fusese atribuită toriului însuși. (În paranteză fie spus, în toate experimentele de la McGill intensitatea radioactivității era măsurată prin efectul ei asupra conductivității electrice a gazelor — același fenomen asupra căruia Rutherford și Thomson lucraseră împreună la Cambridge.)

Importanța acestei descoperiri ținea și de faptul că punea în evidență complexitatea fenomenului radioactivității. O mare parte din radioactivitatea asociată unor elemente ca toriul sau uraniul se datorează unor cantități infime de substanțe cum sunt emanația toriului sau emanația radiului, care sunt produse prin radioactivitatea elementului părinte (sau prin radioactivitatea altor substanțe produse la rândul lor de radioactivitatea elementului părinte). De exemplu, în 1903 Rutherford și Soddy au găsit că 54 de procente din radioactivitatea toriului se datorează unei substanțe puternic radioactive pe care ei au numit-o „toriu X". Toriul X putea fi concentrat în soluția unei sări a toriului (nitrat de toriu) adăugând în soluție amoniac; toriul se separă ca precipitat (hidroxid de toriu), lăsând în urmă toriul X în lichid. Separând în felul acesta toriul X, precipitatul de

toriu era mult mai puțin radioactiv și nu mai producea emanația toriului. Dar, în timpul vacanței de Crăciun din 1901, o probă de toriu din care fusese extras toriul X a fost lăsată să stea timp de trei săptămâni, iar când s-au întors în laborator Rutherford și Soddy au descoperit că toriul X fusese creat din nou până la abundența normală. Proba își recăpătase atât radioactivitatea cât și capacitatea de a produce emanație de toriu. Concluzia a fost că toriul X nu este o impuritate care se întâmplă să însoțească toriul natural, ci este de fapt produs de toriu, la fel cum emanația toriului este produsă de toriul X.

Și mai importantă decât această dezvăluire a complexității radioactivității a fost înțelegerea faptului că diversele substanțe produse prin radioactivitate erau de fapt elemente diferite de elementul radioactiv inițial. În 1902 Rutherford și Soddy au arătat că emanația toriului este un nou „gaz nobil", un membru al familiei gazelor inerte descoperite cu puțin timp înainte de Ramsay (familia include heliul, neonul, argonul, kriptonul și xenonul). Noului element i s-a spus la început „niton", dar mai târziu a devenit cunoscut sub numele de radon. (În termeni moderni emanația toriului și emanația radiului sunt doi izotopi diferiți ai radonului, ^{220}Rn și ^{222}Rn. Sunt cunoscuți în total vreo douăzeci de izotopi ai radonului.) De asemenea, toriul X era evident un element chimic diferit de toriu; mai târziu s-a descoperit că este o formă deosebit de radioactivă a elementului numit radiu. (Toriul X este ^{224}Ra, iar radiul obișnuit este ^{226}Ra.) Astfel, toriul se transformase într-o varietate de radiu, care s-a transformat apoi într-o formă de radon.

În două lucrări[1] clasice din 1903, intitulate „Cauza și natura radioactivității", Rutherford și Soddy explicau că radioactivitatea este de fapt transformarea unui element chimic în altul, transformare provocată de emiterea unor particule încărcate alfa sau beta. Aceasta era o afirmație îndrăzneață — imuabilitatea elementelor fiind o axiomă a chimiei. În anul

următor Rutherford prezenta „teoria Rutherford și Soddy asupra dezintegrării" în fața unui public sceptic al Societății Regale din Londra. În public se afla și Pierre Curie, care pregătea pe atunci o cercetare exhaustivă asupra radioactivității. În articolul său, Curie nici măcar n-a menționat teoria dezintegrării prezentată de Rutherford și Soddy.

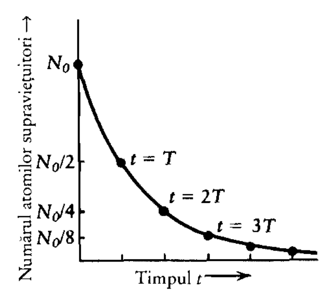
Emanația toriului a furnizat o altă informație crucială privind natura radioactivității. Rutherford a remarcat că intensitatea radioactivității produsă de aceasta descrește rapid în timp: după aproximativ un minut o probă dată de gaz are numai jumătate din radioactivitatea inițială, după două minute numai un sfert, după trei minute numai o optime și așa mai departe. Interpretarea sa, așa cum a fost dată în lucrările publicate împreună cu Soddy, era că fiecare atom al emanației toriului avea o probabilitate de 50 de procente de a emite o particulă alfa în fiecare minut (de fapt la fiecare 54,5 secunde), indiferent de timpul cât trăise până atunci atomul și cât de mulți alți atomi erau prezenți, iar când emite o particulă alfa el încetează să mai fie un atom al emanației toriului. (Desigur, emisia particulei alfa nu are loc numai la intervale de 54,5 secunde; ea poate avea loc în orice moment.) Dacă se pornește cu o cantitate dată de emanație a toriului, după 54,5 secunde jumătate din ea a dispărut, astfel că radioactivitatea probei are jumătate din intensitatea inițială. După alte 54,5 secunde o jumătate din cantitatea rămasă de emanație a toriului a dispărut, așa că radioactivitatea este de jumătate din jumătate, sau un sfert din intensitatea inițială și așa mai departe. Din faptul că rata cu care atomii radiației toriului emit particule alfa nu depinde de prezența altor atomi se poate deduce că acesta este un proces la nivel atomic, deosebit de reacțiile chimice obișnuite, iar din faptul că rata nu depinde de istoria atomului rezultă că dezintegrarea trebuie să fie un proces probabilist, ca aruncarea unei monede. Este o falsă prejudecată că, dacă arunci o monedă de multe ori și ea cade mereu cu capul în sus, atunci la următoarea aruncare este oarecum mai probabil

să cadă pajura. Lucrurile nu stau așa — dacă moneda este perfect simetrică șansa ca să apară „cap" este de 50 de procente la fiecare aruncare, așa că șansa să apară „cap" de două ori la rând este de 25 de procente, de trei ori la rând de 12,5 procente și așa mai departe. La dezintegrarea radioactivă a unui atom al emanației toriului era ca și cum moneda ar fi fost aruncată la fiecare 54,5 secunde, atomul supraviețuind numai dacă moneda cădea cu capul în sus. (Dezintegrarea radioactivă diferă însă de aruncarea unei monede, prin faptul că se poate produce în orice moment.) Explicația acestei comportări probabiliste nu a fost înțeleasă complet până când mecanica cuantică nu a fost aplicată în fizica nucleară, la sfârșitul anilor 1920 și începutul anilor 1930.

Curând au fost găsite și alte elemente radioactive care satisfac aceeași lege a dezintegrării. Pentru fiecare din ele există un timp caracteristic, numit *timp de înjumătățire*, definit ca timpul în care un atom are o șansă de 50 de procente pentru a suferi o transformare radioactivă sau, echivalent, timpul în care radioactivitatea unei probe a elementului respectiv pierde jumătate din intensitate.*

---

* Nu e nimic deosebit legat de rata de jumătate sau de cele 50 de procente. La fel de bine am putea vorbi de un timp de „reducere la o treime", ca fiind timpul în care radioactivitatea unei anumite probe a acelui element se reduce la 1/3 din intensitatea ei inițială sau, echivalent, timpul în care un atom individual are o probabilitate de 66 2/3 procente ca să sufere o dezintegrare radioactivă. Întrucât $1/3 = (1/2)^{1,58}$ timpul de „reducere la o treime" este de 1,58 ori mai mare decât timpul de înjumătățire. De fapt, se obișnuiește ca dezintegrarea radioactivă să fie caracterizată nu prin timpul de înjumătățire (sau prin timpul de reducere la o treime), ci prin timpul mediu de viață, timpul cât atomul poate supraviețui înainte de a suferi o dezintegrare radioactivă. În Anexa H se arată că probabilitatea ca un atom să se dezintegreze într-un interval scurt de timp este dată de raportul dintre acel interval și timpul mediu de viață. Timpul mediu de viață este de 1,443 ori mai mare decât timpul de înjumătățire. De exemplu, radiul are timpul de înjumătățire de 1600 de ani, astfel că timpul lui mediu de viață este de 1,443 × 1600 ani, sau 2 310 ani. Atunci probabilitatea ca un anumit atom de radiu să se dezintegreze într-un an este de 1 an/2 310 ani sau 0,04 procente. (*N.a.*)



Curba timpilor de înjumătățire. După fiecare interval de timp T, jumătate din atomii rămași s-au dezintegrat.

După cum am văzut, pentru emanația toriului timpul de înjumătățire este de 54,5 secunde; pentru emanația radiului este de 3,823 zile; pentru toriul X este de 3,64 zile și așa mai departe. (Existența timpilor de înjumătățire diferiți a dus la descoperirea izotopilor, despre care am vorbit în capitolul 3. Emanația toriului și emanația radiului sunt unul și același element, dar au timpi de înjumătățire foarte diferiți.) Motivul pentru care nu s-a observat scăderea radioactivității la toriu, uraniu sau radiu este că aceste elemente (sau, mai precis, izotopii lor cei mai răspândiți) au timpi de înjumătățire foarte mari: timpul de înjumătățire al radiului (^{226}Ra) este de 1600 de ani, cel al toriului (^{232}Th) este de $1{,}41 \times 10^{10}$ ani, iar cel al uraniului (^{238}U) este de $4{,}51 \times 10^9$ ani. E adevărat că radioactivitatea observată în probele de radiu, toriu sau uraniu este în cea mai mare parte datorată micilor cantități de elemente puternic radioactive, ca toriul X, care au timpi de înjumătățire foarte mici, dar aceste elemente care se dezintegrează rapid sunt în mod continuu regenerate de radioactivitatea elementului părinte. Când Rutherford și Soddy au îndepărtat toriul X din proba de toriu obișnuit, radioactivitatea s-a redus mult la început, dar în câteva zile a crescut din nou, deoarece dezintegrarea toriului a refăcut toriul X până când cantitatea de toriu X a devenit atât de

mare încât cantitatea ce se dezintegra în fiecare secundă prin emiterea particulelor alfa era exact egală cu cea produsă din nou prin dezintegrarea toriului. După aceasta, cantitatea de toriu X scădea imperceptibil cu timpul de înjumătățire de $1{,}41 \times 10^{10}$ ani al părintelui său. În același timp, toriul X extras inițial din proba de toriu pierdea din radioactivitate cu timpul de înjumătățire de 3,64 de zile. În 1930, când a fost ridicat la rangul de pair, Rutherford a introdus aceste curbe crescătoare și descrescătoare ale intensității radioactivității în blazonul lui nobiliar, sub pasărea kiwi.

Cititorul se poate întreba cum se face că anumite elemente ca radiul, care se găsesc în scoarța Pământului, pot avea timpi de înjumătățire (1 600 de ani pentru radiu) mult mai mici decât vârsta Pământului. Răspunsul este că astfel de elemente sunt produse prin dezintegrările radioactive ale elementelor cu timpi medii de viață mult mai lungi; în cazul radiului, nucleul părinte este cel de uraniu. Singurele elemente radioactive care nu sunt produse în acest fel sunt cele ale căror timpi de înjumătățire sunt de cel puțin sute de milioane de ani: uraniul și toriul. Însă chiar și pentru elemente cu viață lungă observăm o abundență care reflectă puternic rata dezintegrării lor radioactive. De exemplu, uraniul are doi izotopi cu viață lungă: ^{238}U și ^{235}U, cu timpi de înjumătățire de $4{,}5 \times 10^9$ ani și respectiv de $7{,}1 \times 10^8$ ani. Se crede că acești izotopi au fost produși în aproximativ aceleași cantități în exploziile unei generații timpurii de stele, care au injectat uraniu în spațiul interstelar din care s-a format sistemul solar. Astăzi, pe Pământ, se observă că abundența de ^{235}U este de numai 0,0072 din cea a uraniului ^{238}U. Concluzia este că uraniul s-a format cu atât de mult timp în urmă încât cea mai mare parte a uraniului ^{235}U cu timp de viață mic s-a dezintegrat. Mai exact, remarcăm că 0,0072 este aproximativ egal cu $(\frac{1}{2})^7$, adică 1/2 înmulțit cu el însuși de 7 ori, așa că diferența dintre numerele timpilor de înjumătățire ai nucleelor de uraniu ^{238}U și de ^{235}U care s-au scurs de la formarea uraniului trebuie să fie de aproximativ 7.

Aceasta dă pentru vârsta uraniului aproximativ 6×10^9 ani, ceea ce înseamnă că vârsta ^{235}U este de 8,5 timpi de înjumătățire, deoarece în acest caz ^{235}U are vârsta de 8,5 timpi de înjumătățire a ^{235}U, ^{238}U are vârsta egală cu 1,5 timpi de înjumătățire a ^{238}U, iar diferența este de 7 timpi de înjumătățire. (Formulele după care se fac astfel de calcule sunt date în Anexa H.) Acest mod de calcul ne oferă cel mai adecvat mijloc de a stabili o limită inferioară pentru vârsta universului. Aceasta trebuie să fie de minimum 6×10^9 ani. O limită inferioară mai precisă a fost dată recent de observațiile spectroscopice ale atomilor de toriu și uraniu din fotosfera unei stele extrem de bătrâne, CS31082–001. Din diferența dintre cantitatea de ^{238}U, care se dezintegrează mai repede, și cea de ^{232}Th, care are un timp de viață mai lung, se estimează că acea stea are vârsta între 9,5 și 15,5 miliarde de ani.

Dar cum este posibil să se determine timpi de înjumătățire atât de mari, ca al uraniului natural sau al toriului, care se măsoară în miliarde de ani? Categoric, răspunsul nu e că trebuie să așteptăm până se observă o scădere a radioactivității — scăderea este mult prea înceată. De exemplu, cei nouă ani cât Rutherford a fost la McGill reprezintă o fracțiune de

$$\frac{9 \text{ ani}}{1{,}41 \times 10^{10} \text{ ani}} = 6{,}4 \times 10^{-10}$$

din timpul de înjumătățire al toriului, așa că radioactivitatea probei pe care Rutherford și-a trimis-o când s-a îmbarcat pentru Montreal a scăzut cu un factor de

$$\left(\frac{1}{2}\right)^{6{,}4 \times 10^{-10}} = 0{,}99999999956.$$

Această scădere nu ar putea fi observată nici chiar cu cele mai bune din tehnicile actuale. Timpul de înjumătățire trebuie măsurat prin numărarea dezintegrărilor atomilor individuali, de exemplu prin numărarea scintilațiilor produse când particulele alfa emise de atomii care se dezintegrează

lovesc un ecran acoperit cu sulfură de zinc. Împărțind numărul de dezintegrări pe secundă produse de o anumită probă a unui element radioactiv la numărul de atomi din proba respectivă (care se determină înmulțind numărul lui Avogadro cu numărul de grame și împărțind la masa atomică), se obține probabilitatea de dezintegrare a unui atom într-o secundă. Timpul de înjumătățire se calculează atunci ca timpul în care probabilitatea de înjumătățire ajunge la 50 de procente. În acest fel au fost măsurați timpi de înjumătățire care sunt cu mult mai mari decât vârsta Pământului; cel mai lung timp măsurat până acum este cel al techneţiului 122, care este de aproximativ 10^{22} ani. În momentul de față, unele grupuri de experimentatori caută posibila radioactivitate foarte slabă a unor elemente ca hidrogenul sau oxigenul (despre care se crede în general că nu sunt radioactive) ținând sub observație până la 5 000 de tone de materiale obișnuite ca fierul sau apa și așteptând apariția subită a unor particule încărcate care ar fi produse în astfel de dezintegrări radioactive. Întrucât 5 000 de tone de apă conțin $1{,}5 \times 10^{32}$ molecule ($4{,}5 \times 10^9$ grame înmulțite cu numărul lui Avogadro, 6×10^{23}, și împărțite la masa moleculară de 18), o probabilitate de dezintegrare de 10^{-31} pe moleculă și pe an ar da 15 evenimente de asemenea dezintegrări pe an, ceea ce ar trebui să fie observabil. Aceasta ar corespunde unui timp de înjumătățire de aproximativ 10^{32} ani pentru particulele nucleare individuale.

Se întâmplă să existe unele elemente radioactive (cum este radiul) ai căror timpi de înjumătățire sunt suficient de mici pentru a putea fi măsurați din rata de scădere a radioactivității lor, dar și suficient de mari ca să poată fi măsurați luând o probă cu masa cunoscută și numărând dezintegrările radioactive. Timpii de înjumătățire măsurați în cele două moduri trebuie desigur să coincidă dacă numărul de atomi radioactivi din acea probă a fost calculat corect. Invers, se poate folosi timpul de înjumătățire măsurat prin scăderea radioactivității, împreună cu numărul de dezintegrări pe

secundă pe gram de substanță, pentru a calcula numărul de atomi dintr-un gram de material, care dă imediat (prin înmulțire cu masa atomică) numărul lui Avogadro. În acest fel, în 1909, s-a găsit că numărul lui Avogadro este de aproximativ 7×10^{23} molecule pe mol, dar acest rezultat a fost imediat înlocuit de valoarea mult mai precisă obținută de Millikan.

Până acum nu am menționat acea caracteristică a radioactivității care i-a tulburat cel mai mult pe fizicieni în primul deceniu a secolului XX. În experimentele sale din 1903 asupra deflecției electrice și magnetice a particulelor alfa, Rutherford a găsit că viteza particulelor alfa emise de radiu era de aproximativ $2{,}5 \times 10^7$ m/s, sau aproximativ $\frac{1}{10}$ din viteza luminii. Dar energia cinetică a unei particule este $\frac{1}{2}$ înmulțit cu masa particulei și cu viteza ei la pătrat, astfel că energia cinetică împărțită la masa unei particule cu această viteză este

$$\frac{\text{Energia cinetică}}{\text{Masă}} = \frac{1}{2} \times (2{,}5 \times 10^7)^2 = 3 \times 10^{14}\ \text{J/kg}.$$

Masa atomică a particulei alfa este 4 (deși până în 1906 Rutherford credea că este aproximativ 1), iar masa atomică a radiului este 226, astfel că fiecare particulă alfa are 4/226 din masa atomului care a emis-o. Energia degajată de un kilogram de radiu când toți atomii de radiu s-au transformat într-un alt element prin emisia unei particule alfa este deci aproximativ*

$$\frac{4}{226} \times 3 \times 10^{14} = 5 \times 10^{12}\ \text{J/kg}.$$

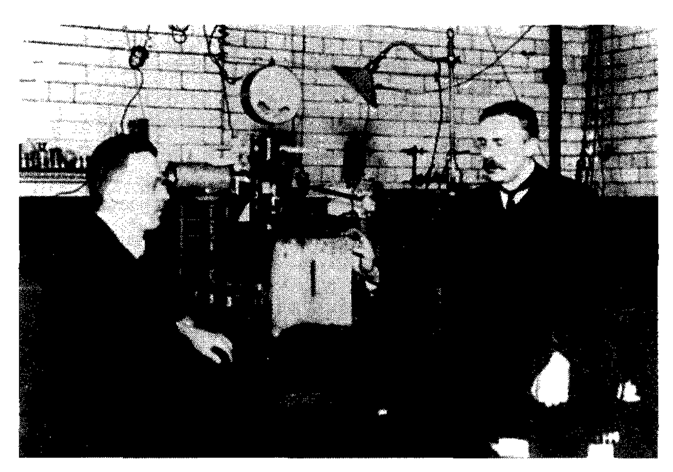
* Rutherford a făcut de fapt acest calcul într-un mod mult mai ocolit. El a folosit o valoare (cunoscută cu o eroare apreciabilă) a numărului lui Avogadro pentru a estima masa particulei alfa, apoi a folosit această masă pentru a calcula energia cinetică a unei singure particule alfa (nu numai raportul dintre energia cinetică și masă) pe care a împărțit-o la masa

Pentru comparație, energia degajată prin arderea unui combustibil obișnuit, cum este gazul natural, este de ordinul a 5×10^7 jouli pe kilogram. Energia degajată în dezintegrarea radioactivă este deci cam de 10^5 ori mai mare decât cea degajată în procesele chimice obișnuite. (În 1903 Curie și Laborde au măsurat căldura generată direct de radioactivitate. Ei au găsit că radiul, împreună cu produsele sale de dezintegrare, produc 100 de calorii pe gram într-o oră — suficient pentru a se topi el însuși în câteva ore, dacă această căldură nu este disipată.) Într-o lucrare din 1904, Rutherford și Soddy au conchis că „toate aceste considerații conduc la concluzia că energia latentă dintr-un atom trebuie să fie enormă în comparație cu cea care se eliberează în transformările chimice obișnuite". Ei au mers mai departe făcând presupunerea remarcabilă că energii la fel de mari erau stocate chiar și în atomii neradioactivi obișnuiți: „Elementele radioactive nu diferă prin nimic de alte elemente în ceea ce privește comportarea lor fizică sau chimică... Deci nu există nici un motiv ca numai elementele radioactive să posede această enormă rezervă de energie." Mai departe ei au avansat ideea că aceasta ar rezolva vechea enigmă a sursei de energie din stele: „Menținerea energiei solare... nu mai prezintă o dificultate fundamentală dacă se consideră că e disponibilă energia internă a elementelor componente, adică dacă au loc în mod continuu procese de transformare subatomică."[2]

Rutherford nu s-a îndoit niciodată că radioactivitatea respectă principiul conservării energiei. El era convins că energia degajată în radioactivitatea atomilor emanației toriului este chiar energia stocată în acești atomi când s-au format prin dezintegrarea radioactivă a atomilor de toriu X, iar această energie stocată, împreună cu energia degajată în radioactivitatea toriului X, este exact cea care era stocată în atomii

---

atomului de radiu (determinată și ea cu ajutorul numărului lui Avogadro) pentru a afla energia produsă pe unitatea de masă de radiu. Se poate vedea ușor că răspunsul este același cu cel calculat aici și că, de fapt, este independent de valoarea adoptată pentru numărul lui Avogadro. (*N.a.*)



Rutherford și Hans Wilhelm Geiger.

de toriu X când aceștia s-au format prin dezintegrarea radioactivă a atomilor părinți. (Acest lucru nu era evident; printre cei care afirmau că substanțele radioactive și-ar putea extrage energia din surse externe, Pais* îi citează pe soții Curie, Lordul Kelvin și Jean Perrin.) Dar în ce fel stochează atomii asemenea cantități enorme de energie? Cum a ajuns energia să fie înmagazinată în atomul părinte de toriu natural? De ce se degajă această energie printr-o serie de schimbări ale naturii chimice a atomului, fiecare schimbare fiind însoțită de emisia unei particule alfa sau beta? La aceste întrebări nu s-a putut răspunde decât după descoperirea nucleului și a constituenților lui.

Descoperirea nucleului

În 1907, la puțin timp după ce Rutherford a sosit la Manchester, s-au alăturat lucrărilor sale un tânăr german,

---

* Vezi bibliografia de la sfârșitul cărții. (*N.a.*)

cercetător postdoctoral, Hans Wilhelm Geiger (1882–1945) și un student încă mai tânăr, Ernest Marsden. Geiger a început studiul împrăștierii particulelor alfa la trecerea lor prin foițe de metal, fenomen care fusese studiat mai întâi de Rutherford la McGill în 1906. Particulele alfa provenite de la o sursă de radiu cădeau pe o fantă îngustă practicată într-un ecran, astfel încât numai un fascicul îngust să iasă din fantă. Acest fascicul trecea apoi printr-o foiță de metal care producea o împrăștiere a fasciculului din cauza ușoarei curbări a traiectoriilor particulelor alfa la trecerea prin apropierea atomilor din foiță. Împrăștierea particulelor era apoi măsurată permițând fasciculului să cadă pe un ecran acoperit cu sulfură de zinc, care emite o scânteie luminoasă atunci când este ciocnită de o particulă alfa. În 1908 Geiger a raportat că numărul particulelor scade rapid când crește unghiul de împrăștiere și că nu s-au observat particule alfa împrăștiate la unghiuri mai mari de câteva grade.[3]

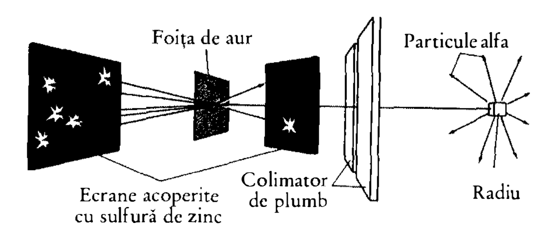
Până aici, nici o surpriză. Apoi, în 1909 Rutherford, dintr-un motiv oarecare, a avut ideea să verifice dacă nu cumva unele dintre particulele alfa ar fi putut fi împrăștiate la unghiuri mult mai mari față de direcția inițială a fasciculului. Iată ce își amintește Rutherford că s-a întâmplat:

> Într-o zi Geiger vine la mine și îmi spune: „Nu credeți că tânărul Marsden pe care îl inițiez în metodele radioactive ar putea începe o mică cercetare ?“ Și eu mă gândeam la același lucru, așa că i-am spus: „De ce nu l-am pune să vadă dacă particulele alfa pot fi împrăștiate la unghiuri mari ?“ La drept vorbind, eu nu credeam că s-ar putea întâmpla așa ceva, deoarece știam că particula alfa este o particulă masivă foarte rapidă, cu energie mare și se poate arăta că, dacă împrăștierea se datora efectului cumulat al mai multor împrăștieri la unghiuri mici, șansa ca o particulă alfa să fie împrăștiată înapoi era foarte mică. Apoi îmi amintesc că după două sau trei zile Geiger vine la mine foarte agitat spunând: „Am reușit să găsim câteva particule alfa care vin înapoi...“ Era cel mai incredibil lucru care mi se întâmplase în viață. Era aproape la fel de in-

> credibil cu a constata că, atunci când bombardezi o foiță subțire cu un obuz de 15 țoli, el se întoarce înapoi și te lovește.[4]

Nu știm dacă într-adevăr Rutherford a fost sau nu atât de surprins, însă mulți fizicieni ar fi fost. Trebuie să urmărim un raționament complicat pentru a explica de ce aceste împrăștieri la unghiuri mari l-au condus pe Rutherford în 1911 la concepția lui despre nucleul atomic.

Mai întâi, după cum menționează Rutherford în citatul de mai sus, era practic imposibil ca împrăștierea la un unghi mare a unei particule alfa să fie explicată printr-un mare număr de împrăștieri la unghi mic. În 1909 Geiger și Marsden au găsit că unghiul cel mai probabil sub care sunt împrăștiate particulele alfa emise de radiul C („nepoata“ radiului natural) când trec printr-o foiță subțire de aur (cu grosimea de 4×10^{-5} cm) este de 0,87°, dar circa o particulă din 20 000 este împrăștiată înapoi, adică la un unghi mai mare de 90°, ceea ce înseamnă mai mult de o sută de ori unghiul cel mai probabil. O bine-cunoscută teoremă din teoria matematică a probabilităților, teorema limitei centrale, dă o formulă pentru probabilitatea de a găsi o anumită valoare a unei mărimi rezultate dintr-o mulțime de creșteri mici, statistic independente, fiecare putând avea orice direcție. Conform acestei formule, probabilitatea ca o astfel de mărime să aibă o valoare de o sută de ori mai mare decât valoarea ei cea mai probabilă (sau, strict vorbind, mai mare de o sută de ori decât rădăcina valorii medii pătratice) este de numai 3×10^{-2174}. Chiar dacă toată materia din univers ar consta numai din particule alfa și dacă fiecare particulă alfa ar fi trimisă de un miliard de ori prin foița de aur, șansa ca un astfel de eveniment să apară cel puțin o dată în întreaga istorie a universului ar fi cu totul neglijabilă. După cum a conchis Rutherford, aceste împrăștieri la unghi mare puteau fi explicate doar dacă exista o probabilitate apreciabilă ca o particulă alfa să fie deviată la un unghi mare într-o *singură* întâlnire cu un atom.



Experimentul de împrăștiere al lui Geiger și Marsden cu particulele alfa și foița de aur.

Dar particulele alfa au o energie atât de mare încât, pentru a fi deviate la un unghi mare, ele trebuie să întâlnească un câmp electric extrem de intens, și deci trebuie să ajungă extrem de aproape de particula încărcată pe care o întâlnesc. Putem da o estimare cantitativă, printr-un calcul simplu pe care l-a folosit Rutherford în acest scop în lucrarea lui din 1911. Considerăm cazul simplu al unei particule alfa care, trimisă direct asupra unei particule grele cu sarcină pozitivă aflată în atomul de aur, este adusă pentru o clipă în repaus de forța de respingere dintre ea și particula din atom, iar după aceea ricoșează înapoi spre locul de unde a venit, exact ca o minge de cauciuc respinsă de un perete. Când particula alfa este departe de particula încărcată pozitiv din atom, energia ei este practic egală cu energia cinetică (a se vedea pagina 85):

$$\text{Energia cinetică inițială} = \frac{1}{2} \times \text{Masa particulei alfa} \times (\text{Viteza inițială a particulei alfa})^2.$$

Atunci când particula alfa a ajuns în repaus în apropierea particulei din atom, întreaga ei energie cinetică a fost folosită pentru efectuarea unui lucru mecanic împotriva forței electrice repulsive, și deci energia cinetică inițială trebuie să fie egală cu acest lucru mecanic. Dar lucrul mecanic este egal cu forța înmulțită cu distanța, iar legea lui Coulomb dă pentru această forță

$$\text{Forța} = \frac{k_e \times \text{Sarcina particulei alfa} \times \text{Sarcina particulei atomice}}{(\text{Distanța dintre particula alfa și particula atomică})^2}$$

unde k_e este o constantă universală având valoarea 8,99 × $10^9 Nm^2/C^2$ (vezi pagina **60**). Dar forța se schimbă când distanța dintre particula alfa și particula atomică se micșorează, iar distanța totală parcursă de particula alfa care vine de la infinit este chiar infinită, așa că nu putem înmulți pur și simplu distanța cu forța pentru a obține lucrul mecanic. Dar, după cum se arată în Anexa I, lucrul mecanic efectuat pentru a aduce particula alfa la o distanță dată de particula atomică se calculează corect înmulțind pur și simplu formula de mai sus cu această distanță (care compensează unul din factorii distanță de la numitor):

$$\begin{array}{c}\text{Lucrul mecanic necesar}\\ \text{pentru a aduce particula}\\ \text{alfa la o distanță dată}\\ \text{de particula atomică}\end{array} = \frac{k_e \times \begin{array}{c}\text{Sarcina}\\ \text{particulei alfa}\end{array} \times \begin{array}{c}\text{Sarcina}\\ \text{particulei atomice}\end{array}}{\text{Distanță}}$$

Egalând energia cinetică inițială a particulei alfa cu lucrul mecanic efectuat pentru a o aduce la cea mai mică distanță de particula atomică avem ecuația:

$$\frac{1}{2} \times \text{Masa particulei alfa} \times (\text{Viteza inițială a particulei alfa})^2$$
$$= \frac{k_e \times \text{Sarcina particulei alfa} \times \text{Sarcina particulei atomice}}{\begin{array}{c}\text{Distanța dintre particula alfa și particula atomică}\\ \text{în punctul de apropiere maximă}\end{array}}$$

Este ușor de aflat distanța care corespunde apropierii maxime:

$$\begin{array}{c}\text{Distanța dintre}\\ \text{particula alfa și}\\ \text{particula atomică}\\ \text{în punctul de}\\ \text{apropiere maximă}\end{array} = \frac{2 \times k_e \times \text{Sarcina particulei atomice}}{\begin{array}{c}\text{Raportul masă/sarcină}\\ \text{pentru particula alfa}\end{array} \times \begin{array}{c}\text{(Viteza inițială a}\\ \text{particulei alfa)}^2\end{array}}$$

Acum putem introduce numerele. În experimentele lui Geiger și Marsden viteza particulei alfa era 2,09 × 10^7 metri pe secundă, iar raportul masă/sarcină pentru particulele alfa era cunoscut ca fiind 2 × 10^{-8} kilograme pe coulomb. (Ambele mărimi fuseseră măsurate prin tehnica lui Thomson de deviere în câmpuri electrice și magnetice.) Desigur, sarcina particulei atomice nu îi era cunoscută lui Rutherford, dar haideți să presupunem că este un multiplu Z al sarcinii fundamentale, 1,64 × 10^{-19} coulombi, conform măsurătorilor lui Millikan. Atunci, distanța dintre particula alfa și particula atomică în punctul de maximă apropiere este

$$\frac{2\times(8{,}987\times10^{9}\ \mathrm{N\ m^2/C^2})\times Z\times(1{,}64\times10^{-19}\mathrm{C})}{(2\times10^{-8}\ \mathrm{kg/C})\times(2{,}09\times10^{7}\ \mathrm{m/s})^2} = 3\times Z\times10^{-16}\ \mathrm{m}.$$

Chiar dacă particula atomică ar avea o sarcină electrică de câteva sute de sarcini electronice, distanța minimă trebuie să fie mai mică de 10^{-13} m. Aceasta era, într-adevăr, o distanță foarte mică, de aproximativ 1/1 000 din raza atomului de aur estimată pornind de la densitatea aurului, așa cum am arătat în capitolul 3. Evident, împrăștierea la unghiuri mari a particulelor alfa se datorează întâlnirii lor nu cu obiecte de dimensiunea atomului, ci cu particule mult mai mici din interiorul atomului.

Am descris ciocnirea frontală a unei particule alfa cu o sarcină pozitivă ipotetică din atom, dar particula alfa putea fi deviată înapoi și la întâlnirea cu o particulă cu sarcină negativă. Dacă presupunem că particula alfa este direcționată în așa fel încât să treacă foarte aproape de o particulă negativă din atom, atunci, sub influența forțelor electrice de atracție, ea va înconjura particula atomică pe o orbită hiperbolică aproape închisă și se va întoarce aproximativ în lungul direcției din care a venit, exact ca o cometă care întâlnește Soarele, dar nu este legată de el. În acest caz, particula alfa va ajunge și mai aproape de particula negativă din atom, care ar devia-o cum ar face-o și o particulă pozitivă.

Chiar dacă o particulă negativă din atom ar putea produce în principiu devierea particulelor alfa la unghiuri mari, Rutherford putea fi foarte sigur că devierile la unghi mare nu se datorau întâlnirii cu electronii. Electronii sunt prea ușori pentru ca întâlnirea cu ei să aibă vreun efect important asupra mișcării unei particule alfa. O bilă de biliard poate suferi o deviere mare dacă se ciocnește cu o altă bilă de biliard, dar mișcarea ei nu va fi influențată prea mult dacă va ciocni o minge de ping-pong staționară, atâta timp cât mingea de ping-pong nu e lipită de masa de biliard.

Aceasta se poate vedea și cantitativ dacă folosim unul dintre marile principii de conservare din fizică, legea conservării impulsului. Impulsul unei particule se definește ca produsul masei lui cu viteza, astfel că rata de schimbare a impulsului este egală cu masa particulei înmulțită cu accelerația (rata de variație a vitezei sale) — care, conform legii a doua a lui Newton, este chiar forța care acționează asupra particulei. Impulsul, ca și forța, viteza sau accelerația (spre deosebire de energie sau de sarcină), este o mărime direcționată și poate fi specificată dându-se componentele ei în lungul a trei direcții (să zicem nord, est și în sus). Cea de-a treia lege a lui Newton spune că forța pe care o particulă o exercită asupra unei alte particule este egală în mărime și opusă ca direcție cu forța pe care cea de-a doua particulă o exercită asupra primei, așa că același lucru trebuie să fie adevărat și pentru viteza de variație a impulsului. Deci creșterea oricărei componente a impulsului fiecărei particule într-un mic interval de timp este însoțită de o scădere a acelei componente a impulsului celeilalte particule, iar valoarea *totală* a fiecărei componente a impulsului rămâne constantă.

Cum se aplică aceasta în cazul simplu al unei particule alfa care este dirijată în direcția unei particule atomice încărcate aflată în repaus, și care ori se întoarce înapoi, ori își continuă drumul în aceeași direcție ? Aici trebuie să considerăm componentele impulsului numai într-o singură

direcție — direcția mișcării inițiale a particulei alfa — așa că în această ciocnire trebuie să fie îndeplinite două condiții: conservarea acestei componente a impulsului și conservarea energiei. Dacă se dă viteza inițială a particulei alfa, rămân doar două necunoscute: viteza finală a particulei alfa și viteza de recul a particulei atomice ciocnite. Cu cele două condiții și cele două necunoscute avem o singură soluție care ne spune ce se întâmplă în timpul ciocnirii (vezi Anexa J).

Soluția arată că particula alfa se întoarce înapoi numai dacă masa ei este mai mică decât masa particulei atomice încărcate, și își continuă drumul înainte dacă masa ei e mai mare decât masa particulei atomice. Aceasta se întâmplă deoarece punctul care desparte cele două cazuri, cel în care particula alfa se întoarce și cel în care își continuă drumul înainte, este punctul în care particula alfa rămâne în repaus, astfel că întregul ei impuls și întreaga energie cinetică sunt cedate particulei atomice pe care a ciocnit-o. Impulsul și energia cinetică sunt date de formule diferite (odată apare masa înmulțită cu viteza, alta dată jumătate din produsul masei cu viteza la pătrat) astfel că, pentru ca atât impulsul, cât și energia inițială ale particulei alfa și ale particulei atomice să fie egale cu cele din cazul special în care particula alfa este în repaus în timpul ciocnirii, masele, ca și vitezele inițială și finală ale particulei alfa și, respectiv, ale particulei atomice, trebuie să fie egale. Geiger și Marsden au observat particule care ricoșau exact înapoi prin lovirea foiței de aur, iar Rutherford a putut conchide că ele trebuie să fi ciocnit o particulă cel puțin tot atât de grea ca și ele. Electronii sunt aproape de 8 000 de ori mai ușori decât particulele alfa, așa încât ei nu pot fi considerați ca fiind particulele atomice răspunzătoare pentru împrăștierea la unghiuri mari.

Având avantajul cunoașterii actuale a structurii atomului, am „aranjat“ convenabil prezentarea problemei împrăștierii la unghiuri mari a particulelor alfa. După cum am explicat, aceste împrăștieri trebuie să se datoreze întâlnirilor cu par-

ticule atomice care sunt mai mici decât atomul, dar au masa cel puțin egală cu cea a unei particule alfa. De asemenea, am văzut că în atom trebuie să existe sarcini pozitive care să compenseze sarcina negativă a electronilor, și că trebuie să existe ceva mult mai greu decât electronul, care furnizează masa atomului. Pe de altă parte, în interiorul atomilor este foarte mult spațiu gol, după cum a arătat Lenard, care a observat că razele catodice pot parcurge distanțe mari în gaze. Atunci, ce poate fi mai natural decât a presupune că atomul are un miez sau nucleu central, care conține cea mai mare parte a masei atomului și are o sarcină pozitivă ce atrage electronii și îi ține pe orbite în jurul nucleului?

Această acumulare de dovezi creează impresia generală greșită că Rutherford a avut o misiune ușoară în explicarea împrăștierii la unghiuri mari. Dar prin mintea lui Rutherford trebuie să fi trecut multe alte explicații greșite. Poate că împrăștierea particulelor alfa nu este rezultatul ciocnirii cu un singur atom sau cu o singură particulă subatomică, ci cu o parte considerabilă a foiței de aur. Poate că particula alfa este împrăștiată de electronii din atomi, anume de acei electroni care se îndreaptă cu o viteză enormă spre particula alfa. Poate că forțele cărora li se datorează această împrăștiere nu au nimic de-a face cu atracția sau respingerea electrică. Poate că energia și impulsul nu se conservă în interiorul atomilor. Și așa mai departe. Nu avem idee ce fel de explicații va fi luat în considerare sau va fi respins Rutherford. (Oamenii de știință obișnuiesc să evite publicarea ideilor care s-au dovedit a nu fi corecte.) Tot ce știm este că în jurul anului 1911 Rutherford s-a concentrat asupra ideii că atomul este format dintr-un nucleu mic, masiv, încărcat pozitiv, înconjurat de electroni care se mișcă pe orbite. Geiger își amintea că la începutul anului 1911 „într-o zi, Rutherford, evident în cea mai bună dispoziție, a venit la mine și mi-a spus că acum știe cum arată atomul și cum poate să explice devierea la unghiuri mari a particulelor alfa“[5]. Rutherford se fixase asupra ideii nucleului atomic.

Rutherford și-a comunicat concluziile într-o lucrare pe care a prezentat-o Societății Literare și Filozofice din Manchester, la 7 martie 1911.[6] Printr-o coincidență fericită, era același for unde, la începutul anilor 1800, Dalton își comunicase rezultatele privind masele atomice. De la această conferință s-a păstrat doar un rezumat, dar spre sfârșitul anului 1911 Rutherford a trimis la revista *Philosophical Magazine* un articol lung, „Împrăștierea particulelor α și β de către materie și structura atomului", în care explica rezultatele în detaliu.[7] Important în ceea ce a făcut Rutherford nu este doar că a avut ideea corectă — atomul este format dintr-un nucleu mic, greu, încărcat pozitiv, înconjurat de electroni care se rotesc pe orbite —, ci și că a găsit o cale de a o testa.

Analiza utilizată de Rutherford a fost repetată de nenumărate ori din 1911 încoace în studiile privind structura atomului, a nucleului și a particulelor elementare. Să presupunem că vrem să testăm anumite ipoteze asupra naturii atomului, cum este modelul lui Rutherford, cu un nucleu mic, pozitiv, înconjurat de un nor de electroni. Folosind această ipoteză împreună cu mecanica newtoniană, putem calcula orbita hiperbolică a unei particule alfa care se îndreaptă spre un atom, cam în același fel în care astronomii calculează orbita hiperbolică a unei comete care străbate sistemul solar.* Desigur, nu putem privi în interiorul atomului, așa că mărimea interesantă este numai cea pe care o putem măsura: unghiul de împrăștiere, adică unghiul dintre direcția inițială a particulei alfa care vine de la infinit și direcția pe care se îndreaptă spre infinit după ce a avut loc ciocnirea. Dar, din nefericire, această direcție nu este fixată: ea depinde de direcția de-a lungul căreia particula alfa se îndreaptă spre atom. Este convenabil să exprimăm această dependență în funcție de *parametrul de impact*, adică de distanța până la care particula alfa s-ar apropia de centrul nucleului dacă nu ar

* Vezi nota de la pagina **182**. (*N.a.*)

fi deviată. De exemplu, pentru o particulă alfa cu viteza de 2,09 $\times$ 10^7 metri pe secundă care se apropie de un nucleu cu sarcina electrică de Z sarcini electronice, unghiul de împrăștiere la un parametru de impact de 1,5 $\times$ 10^{-16} metri este de 90°. (Pentru formula de calcul, vezi Anexa J. Nu este o coincidență faptul că parametrul de impact care dă o împrăștiere la un unghi mai mare de 90° este de același ordin de mărime cu distanța minimă din cazul ciocnirii frontale, pe care am calculat-o ceva mai sus. În ambele situații particula alfa se apropie destul de mult de nucleu, astfel încât energia ei cinetică este în mare parte folosită pentru a efectua un lucru mecanic împotriva forțelor de respingere exercitate de nucleu, condiție necesară pentru a fi puternic deviată.)

Cum am putea folosi rezultatele unor astfel de calcule pentru a analiza rezultatele experimentale ? În definitiv, particulele alfa nu țintesc anumiți atomi, ci sunt proiectate la întâmplare asupra unei foițe care conține un număr mare de atomi invizibili. Răspunsul găsit de Rutherford este că analiza trebuie făcută statistic, nu măsurând unghiul de împrăștiere pentru o singură particulă care întâlnește un atom la un parametru de impact cunoscut, ci măsurând distribuția unghiurilor de împrăștiere pentru multe particule alfa care se întâmplă să treacă aproape de un atom sau de altul cu parametri de impact aleatori.

De exemplu, să presupunem că măsurăm fracțiunea din totalul particulelor alfa care sunt împrăștiate la un unghi de cel puțin 1°, 90°, 179° sau oricare altul. Pentru ca acest lucru să se întâmple, parametrul de impact trebuie să fie mai mic decât o anumită cantitate; în exemplul de mai sus, ar trebui să fie mai mic de 1,5 $\times$ Z $\times$ 10^{-16} metri pentru ca particula alfa să fie împrăștiată la cel puțin 90°. Pentru a calcula fracțiunea din numărul particulelor alfa împrăștiate până la un anumit unghi, fiecare nucleu trebuie privit ca un mic disc care stă în fața particulei alfa incidente, raza discului fiind

parametrul de impact maxim pentru acea împrăștiere: numai particulele care se întâmplă să lovească unul din aceste discuri vor fi deviate la un unghi cel puțin cât unghiul dat. Fracțiunea particulelor alfa împrăștiate la un unghi cel puțin egal cu unghiul dat este atunci pur și simplu egal cu fracțiunea din aria foiței ocupată de aceste discuri — cu alte cuvinte, cu aria fiecărui disc înmulțită cu numărul mediu de atomi pe unitatea de arie a foiței.

Din formula bine-cunoscută a ariei unui cerc, aria fiecărui disc este π înmulțit cu pătratul parametrului de impact maxim pentru împrăștierea sub un unghi cel puțin egal cu un unghi dat. Această arie depinde de unghiul de împrăștiere care ne interesează. Evident, nu este aria reală a vreunui disc fizic, ci mărimea fundamentală care determină probabilitățile de împrăștiere la diferite unghiuri, iar de aceea poartă numele de *secțiune eficace* a atomului. O mare parte a fizicii moderne se ocupă cu măsurarea unor asemenea secțiuni eficace.

De exemplu, am văzut că parametrul de impact maxim pentru împrăștierea unei particule alfa la un unghi de cel puțin 90° a fost calculat găsindu-se valoarea de $1{,}5 \times Z \times 10^{-16}$ metri. (Reamintiți-vă că Z este sarcina nucleului în unități de sarcini electronice.) Atunci secțiunea eficace este

$$\pi \times (1{,}5 \times Z \times 10^{-16}\ \mathrm{m})^2 = 7 \times Z^2 \times 10^{-32}\ \mathrm{m}^2.$$

Numărul atomilor de aur pe metru pătrat de foiță se calculează luând masa unui metru pătrat de foiță, dată de densitatea de $1{,}93 \times 10^4\ \mathrm{kg/m^3}$ a aurului înmulțită cu grosimea de $4 \times 10^{-7}\mathrm{m}$ a foiței, și împărțind-o la masa unui atom de aur, care este egală cu 197 înmulțit cu masa $1{,}7 \times 10^{-27}$ kg a unității atomice de masă. Aceasta dă

$$\frac{(1{,}93 \times 10^4\ \mathrm{kg/m^3}) \times (4 \times 10^{-7}\mathrm{m})}{197 \times (1{,}7 \times 10^{-27}\mathrm{kg})} = 2{,}3 \times 10^{22}\ \mathrm{atomi/m^2}.$$

Pe un metru pătrat de foiță aria totală ocupată de aceste micuțe discuri fictive este atunci numărul de atomi, $2,3 \times 10^{22}$, înmulțit cu aria fiecărui disc, care este de $1,6 \times 10^{-9}\, Z^2$ metri pătrați, astfel că probabilitatea ca o particulă alfa să țintească unul dintre aceste discuri și să fie împrăștiată la un unghi de cel puțin 90° este $1,6 \times 10^{-9}\, Z^2$. (Faptul că aceasta e mult mai mică decât 1 arată că putem ignora posibilitatea ca unele discuri să se suprapună.) Prin comparație, măsurând această probabilitate Geiger și Marsden au găsit că este de 1 la 20 000 sau 5×10^5, astfel încât au putut să tragă concluzia că sarcina electrică a nucleului atomului de aur trebuie să fie de aproximativ

$$Z \approx \sqrt{\frac{5 \times 10^{-5}}{1,6 \times 10^{-9}}} = 180.$$

Aceasta nu e o valoare prea bună; știm acum că nucleul atomului de aur are o sarcină electrică de 79 de unități electronice. Dar, în 1909, Geiger și Marsden nu aveau ca obiectiv o măsurare precisă a probabilităților de împrăștiere, așa încât discrepanța nu este surprinzătoare. În lucrarea sa din 1911 Rutherford a folosit datele ceva mai precise ale lui Geiger și Marsden pentru împrăștierea la unghiuri mici a particulelor alfa și a găsit pentru sarcina nucleară Z a atomului de aur valorile 97 în unul dintre cazuri și 114 în altul. El a folosit și datele lui J.A. Crowther asupra împrăștierii razelor beta pentru a determina Z la diverse alte elemente. Tabelul 4.1 prezintă rezultatele sale în comparație cu valorile moderne. Nu știu de ce rezultatele lui Rutherford pentru Z erau sistematic prea mari, dar cel puțin ele erau de ordinul de mărime corect și arătau că sarcina crește cu masa atomică, după cum era de așteptat.

Mult mai importantă decât aceste măsurători brute ale sarcinii nucleare a fost verificarea presupunerii fundamentale a lui Rutherford că împrăștierea este datorată unui nucleu mic, greu, încărcat cu sarcină electrică. Rutherford a

Tabelul 4.1. *Numerele atomice calculate de Rutherford*

		Sarcina nucleară Z în unități de sarcini cunoscută	
Elementul	Masa atomică	valoarea dedusă de Rutherford	valoarea azi
Aluminiu	27	22	13
Cupru	63	42	29
Argint	108	78	47
Platină	194	138	78

calculat parametrul de impact care ar duce la o împrăștiere sub un anumit unghi; ridicându-l la pătrat și înmulțindu-l cu π, el a obținut secțiunea eficace pentru împrăștierea la un unghi egal sau mai mare decât acel unghi.* De exemplu, conform formulei lui Rutherford, secțiunea eficace de împrăștiere la un unghi de cel puțin 135° este mai mică decât cea de împrăștiere la cel puțin 90° cu un factor de 0,00196. După cum am văzut, fracțiunea particulelor alfa care sunt împrăștiate la diferite unghiuri este dată de produsul acestor secțiuni eficace cu numărul de atomi de pe unitatea de arie a foiței. Din 1911, Geiger și Marsden au început un pro-

* Rutherford a avut noroc când a găsit relația dintre parametrul de impact și unghiul de împrăștiere. În general, asemenea calcule trebuie făcute cu metodele mecanicii cuantice, iar pentru energiile și masele tipice din fizica nucleară, rezultatele sunt foarte diferite de cele care ar fi obținute în aproximația lui Rutherford, unde orbitele particulelor împrăștiate sunt calculate folosind regulile mecanicii clasice newtoniene. Se întâmplă însă să existe un singur caz în care tratarea cuantică și cea clasică dau același rezultat: acesta este cazul în care forțele scad cu pătratul distanței, deci exact cazul de interes pentru Rutherford. Dacă modelul atom — „plăcintă cu stafide“ al lui Thomson ar fi fost cel corect, calculele făcute de Rutherford ar fi dat rezultate greșite pentru secțiunile eficace și ar fi fost imposibil să se interpreteze rezultatele experimentelor lui Geiger și Marsden până când nu s-ar fi dezvoltat mecanica cuantică. (*N.a.*)



Niels Bohr, 1910

gram de măsurători minuțioase ale fracțiunii de particule alfa care se împrăștie sub anumite unghiuri, și în 1913 ei au raportat că rezultatele lor sunt în concordanță cu formulele teoretice ale lui Rutherford.[8] Astfel, corectitudinea imaginii propuse de Rutherford a unui nucleu atomic înconjurat de electroni a fost clar stabilită.

Printre numeroasele experimente de măsurare a secțiunilor eficace care au urmat a existat unul de mare importanță, care amintește de experimentul făcut de Geiger și Marsden la Manchester. În 1968, un grup de cercetători de la Acceleratorul Liniar de la Stanford (SLAC) a folosit un fascicul de electroni de foarte mare energie pentru a sonda interiorul unui proton. Spre surprinderea lor, un număr considerabil de electroni erau împrăștiați la unghiuri mari. Ca și în experimentul lui Geiger și Marsden, existența împrăștierii la unghiuri mari împreună cu principiul conservării impulsului a condus la presupunerea că proiectilele — în acest caz electroni, nu particule alfa — ciocneau ceva greu și mic din interiorul particulelor țintă. Se crede că particula mică și grea găsită astfel în interiorul protonului este un cuarc.

NUMĂRUL ATOMIC ȘI SERIILE RADIOACTIVE

Descoperirea nucleului atomic a avut o consecință imediată de excepțională importanță. La câteva luni după ce Rutherford a publicat articolul care anunța această descoperire, în timpul unei vizite la Cambridge el l-a întâlnit pe Niels Bohr care, un an mai târziu, l-a vizitat pe Rutherford la Manchester. Bohr se ocupa de problema explicării dinamicii electronilor pe orbitele lor în jurul nucleului și de emisia și absorbția luminii atunci când electronii efectuează tranziții de pe o orbită pe alta. Teoria lui se baza pe ideile mecanicii cuantice, care depășesc cadrul acestei cărți. Pentru scopul nostru imediat doar un singur aspect e esențial: Bohr a dedus o formulă care dă lungimile de undă ale luminii (de obicei raze X) atunci când un electron cade pe una din orbitele interne ale unui atom în funcție de (printre alte mărimi cunoscute) sarcina nucleului. Ca urmare, lungimile de undă ale acestor raze X puteau fi folosite pentru a măsura acea unică mărime necunoscută din modelul lui Rutherford pentru atom, anume sarcina nucleului.

Chiar la acel moment, un tânăr fizician de la Manchester, H.G.J. Moseley (1887–1915) descoperea cum să măsoare cu mare precizie lungimile de undă ale razelor X, folosind cristale în locul rețelelor de difracție pentru a produce devierea dependentă de lungimea de undă a razelor. După apariția în 1913 a articolelor lui Bohr, Moseley a început să măsoare sarcinile nucleare ale unei serii de elemente cu masă atomică medie, care emit raze X într-o zonă convenabilă de lungimi de undă. Rezultatele lui, așa cum au fost publicate în 1913,[10] sunt date în tabelul 4.2.

Din tabelul 4.2 ies în evidență câteva trăsături. Mai întâi, sarcinile nucleare sunt — cu o eroare mai mică de un procent — egale cu multipli întregi, 20, ?, 22, 23, ..., 30 de sarcini electronice. Aceasta nu era în sine o surpriză, deoarece se presupunea că sarcina nucleului compensează sarcina acelui



H.G.J. Moseley, în laboratorul Balliot-Trinity

număr întreg de electroni pe care îi conține atomul, astfel încât atomul să fie neutru. Dar faptul că sarcina se dovedea a fi un număr întreg de sarcini electronice a întărit încrederea lui Moseley în propriile măsurători și în teoria lui Bohr.

Tabelul 4.2 *Numerele atomice măsurate de Moseley*

Elementul	Sarcina nucleului (*în unități de sarcini electronice*)	Greutatea atomică
Calciu	20	40,09
Scandiu	nu a fost măsurată	44,1
Titan	21,99	48,1
Vanadiu	22,96	51,06
Crom	23,98	52
Mangan	24,99	54,93
Fier	25,99	55,85
Cobalt	27	58,97
Nichel	28,04	58,68
Cupru	29,01	63,95
Zinc	30,01	65,37

Surprinzător a fost însă că sarcina nucleului creștea cu o unitate când se trecea de la un element la următorul în ordinea masei atomice. (Excepția minoră pe care o reprezintă cobaltul este explicată astăzi prin cuplajul extrem de strâns din nucleele atomilor vecini, fierul și nichelul.) De fapt, după cum a recunoscut Moseley, această regularitate se extinde dincolo de elementele studiate direct de el. Dacă toate elementele chimice, începând cu hidrogenul, heliul, litiul și așa mai departe, sunt trecute pe o listă ca în tabelul de la paginile 282–284 — atunci calciul este numărul 20 pe listă, titanul numărul 22 și așa mai departe până la zinc, care este numărul 30, într-o corespondență aproape perfectă cu sarcinile nucleelor măsurate de Moseley. Astfel, cu numai câteva excepții, numărul care dă locul unui element în lista elementelor ordonate după masa lor atomică este același cu sarcina electrică a nucleului în unități de sarcini electronice și se numește *număr atomic*. Evident, oricare ar fi particulele care dau nucleului sarcina lui pozitivă, cu cât sunt mai multe, cu atât mai greu este atomul.

Devine astfel posibil să se determine sarcina nucleului unui element și, prin deducție, numărul de electroni din acel atom numai privind lista elementelor în ordinea crescândă

a masei lor atomice. De exemplu, aurul este al 79-lea element în ordinea crescătoare a maselor atomice, deci nucleul lui are o sarcină electrică pozitivă egală cu cea a 79 de electroni; pentru a compensa această sarcină atomul trebuie să conțină 79 de electroni. Dar și mai important este că acum s-a înțeles că mulțimea elementelor aflate pe pământ nu reprezintă un eșantion întâmplător dintr-o infinitate de tipuri de elemente, ci conține toate elementele care pot exista (în afara celor care sunt mai grele decât uraniul, și al căror timp mediu de viață este atât de scurt încât nu au putut supraviețui până în prezent). Elementele sunt ca și glumele spuse la proverbialul banchet al actorilor. Așa cum actorii trebuie doar să dea numărul glumei pentru a primi aplauzele colegilor, la fel și chimiștii au nevoie doar de numărul atomic — 1 sau 26 sau 79 — pentru a aminti toate proprietățile asociate hidrogenului sau fierului sau aurului. Și cu toate că în timpul lui Moseley erau patru căsuțe goale pe lista sarcinilor nucleare, acum s-au completat toate prin descoperirea elementelor care lipseau. După cum scria Soddy, vechiul colaborator al lui Rutherford, „Moseley a strigat catalogul elementelor, astfel încât pentru prima dată putem spune cu certitudine care este numărul elementelor posibile și câte elemente mai sunt de descoperit."

Dintre milioanele de morți din Primul Război Mondial, cel mai regretat de lumea fizicienilor a fost Moseley. Când a izbucnit războiul, el s-a grăbit să se întoarcă în Anglia de la întrunirea Asociației Britanice, care în acel an avusese loc în Australia, și s-a înrolat în corpul de ingineri ai Armatei Regale (Royal Engineers) ca ofițer de transmisiuni. A murit în august 1915 în timpul campaniei militare de la Gallipoli, la aterizarea în Golful Suvla.

Lucrările lui Rutherford și Moseley continuau să aducă roade. În 1911 Soddy a arătat că atunci când un atom emite o particulă alfa, el pare să se transforme în atomul unui alt element, aflat cu două locuri mai jos pe lista elementelor

în ordinea maselor atomice. De asemenea, în 1913, Soddy, K. Fajans și A.S. Russell (toți foști colaboratori ai lui Rutherford) au observat în mod independent că atunci când un atom emite o particulă beta, el pare să se transforme în atomul unui element aflat cu un loc mai sus pe lista elementelor. Acestor „legi de deplasare“ li s-a dat acum o explicație clară prin descoperirea lui Moseley privind relația dintre numărul atomic și sarcina nucleară. Particulele alfa poartă o sarcină de +2 unități electronice (observați că heliul este numărul 2 pe lista elementelor), așa că, atunci când un atom emite o particulă alfa, el trebuie să piardă două unități de sarcină. De asemenea, particulele beta sunt electroni, astfel că au sarcina de −1 unități electronice, așa că atunci când un atom emite o particulă beta, sarcina lui pozitivă trebuie să crească cu o unitate. Particulele alfa au masa atomică 4, iar particulele beta au o masă atomică neglijabilă, astfel încât izotopul rezultat prin emisia unei particule alfa are o masă atomică cu patru unități atomice mai mică decât cea a izotopului inițial, iar izotopul rezultat în urma emisiei unei particule beta are aceeași masă atomică cu izotopul inițial. Aceasta poate părea acum evident, dar în 1913 cunoștințele despre nucleu aveau doar doi ani vechime, iar legile de deplasare puteau fi deja citate ca dovezi ale faptului că nucleele erau sediul radioactivității alfa și beta.

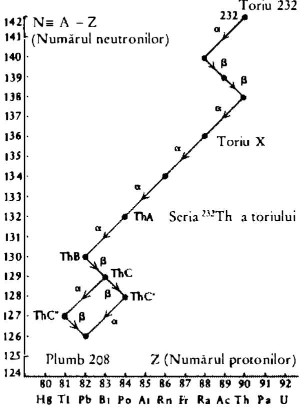
Legile de deplasare aveau sens și pentru șirul de transformări radioactive care fusese pus în evidență cu atâta dificultate de Rutherford și Soddy la McGill. Să vedem cum acționează ele în cazul seriei toriului. Toriul natural constă în cea mai mare parte din izotopul de viață lungă ^{232}Th și are numărul atomic 90 (aceasta înseamnă că atomul lui este de 232 ori mai greu decât atomul de hidrogen și că nucleul are o sarcină electrică de 90 de unități). S-a observat că el emite o particulă alfa (cu timpul de înjumătățire de $1{,}41 \times 10^{10}$ ani), astfel că produsul de dezintegrare trebuie să aibă masa atomică $232 - 4 = 228$ și numărul atomic $90 - 2 = 88$. Dar 88

este numărul atomic al radiului, așa că putem trage concluzia că ^{232}Th se dezintegrează în ^{228}Ra. Mai departe, s-a observat că ^{228}Ra emite o particulă beta (cu timpul de înjumătățire de 5,77 ani) și se transformă într-un atom cu aceeași masă atomică, dar cu numărul atomic 88 + 1 = 89. Acesta este numărul atomic al elementului actiniu, deci vedem că ^{228}Ra se dezintegrează în ^{228}Ac. Mai departe, ^{228}Ac suferă o altă dezintegrare beta (timp de înjumătățire 6,13 ore), astfel că numărul atomic devine din nou 90 (acela al toriului), dar acum avem un izotop mai ușor, ^{228}Th. Mai departe, ^{228}Th emite o particulă alfa (timp de înjumătățire 1,913 ani), transformându-se în ^{224}Ra. Acesta este „toriul X“ al lui Rutherford, care, după cum vedem acum, este de fapt strănepotul toriului natural. În continuare, ^{224}Ra emite o particulă alfa și se transformă în ^{220}Rn, al cărui număr atomic este 88 – 2 = 86. Acesta este „emanația toriului“, după cum îl numise Rutherford. După încă patru dezintegrări alfa și două dezintegrări beta, atomul se transformă în final în cel mai comun izotop al plumbului, ^{208}Pb, iar radioactivitatea lui se stinge în sfârșit. Seriile complete ale toriului și uraniului sunt prezentate la pagina 190. Vom discuta în capitolul următor de ce nucleele grele suferă acest șir complicat de transformări radioactive.

Deoarece vorbim despre numere atomice, care sunt întotdeauna întregi, este o bună ocazie să revenim la masele atomice și să ne întrebăm de ce nu sunt și ele tot numere întregi, pur și simplu egale cu numărul protonilor (sau al protonilor plus al neutronilor). În esență, răspunsul la această veche întrebare a fost dat de Albert Einstein (1879–1955) în 1905, în două dintre cele mai importante lucrări din istoria fizicii.[11] Prima lucrare prezintă teoria relativității restrânse a lui Einstein, o nouă înțelegere a spațiului și timpului, care depășește cadrul acestei cărți. Cea de-a doua lucrare aplica relativitatea restrânsă la emisia luminii de către un corp în mișcare. Einstein a găsit că energia degajată de un corp în

N ≡ A − Z
(Numărul neutronilor)
146 145 144 143 142 141 140 139 138 137 136 135 134 133 132 131 130 129 128 127 126 125 124
Uraniu 238
Radiu 226
RaA
RaB
RaC
RaC'
RaC"
RaD
RaE
RaF
Plumb 206
Seria ^{238}U- Radiu
Z (Numărul protonilor)
80 81 82 83 84 85 86 87 88 89 90 91 92
Hg Tl Pb Bi Po At Rn Fr Ra Ac Th Pa U

N ≡ A − Z
(Numărul neutronilor)
143 142 141 140 139 138 137 136 135 134 133 132 131 130 129 128 127 126 125 124
Uraniu 235
Actiniu 227
Actiniu X
AcA
AcB
AcC
AcC'
AcC"
Plumb 207
Seria ^{235}U- Actiniu
Z (Numărul protonilor)
80 81 82 83 84 85 86 87 88 89 90 91 92
Hg Tl Pb Bi Po At Rn Fr Ra Ac Th Pa U



Cele trei serii radioactive principale. Schemele arată nucleele produse în cele trei șiruri de dezintegrări alfa și beta care încep cu cei trei izotopi de viață lungă găsiți pe pământ: uraniul 238, uraniul 235 și toriul 232. Pe axele orizontale și verticale sunt figurate numărul atomic și diferența dintre masa atomică și numărul atomic. (Altfel spus, pe axa verticală este indicat numărul neutronilor; pe axa orizontală este figurat numărul protonilor.) Dezintegrările alfa sunt reprezentate prin săgeți dirijate din dreapta sus spre stânga jos, dezintegrările beta prin săgeți plecând din stânga sus spre dreapta jos. Unele nuclee sunt indicate prin numele date lor în decursul istoriei timpurii a fizicii nucleare; de exemplu, „radiul A“ este poloniul 208, „toriul A“ este poloniul 216, iar „actiniul A“ este poloniul 215. Traiectoria șirului de dezintegrări marchează tendința așa-numitei „văi de stabilitate“ a nucleelor cu energie internă minimă.

mișcare este mai mare decât cea emisă de corp în repaus cu o cantitate proporțională cu pătratul vitezei lui. În interpretarea lui, emisia luminii nu numai că reduce energia stocată în interiorul acelui corp, ca în cazul unui corp aflat în repaus care emite lumină, ci reduce și energia cinetică a corpului, micșorându-i masa. (Reamintim că energia cinetică este proporțională atât cu pătratul vitezei, cât și cu masa corpului.) Concluzia generală a fost că scăderea sau creșterea energiei interne este însoțită întotdeauna de o schimbare corespunzătoare în masa corpului, dată de formula

$$\text{Modificarea masei} = \frac{\text{Modificarea energiei interne}}{(\text{Viteza luminii})^2}$$

Aceasta este versiunea originală a celebrei formule $E = mc^2$.

Viteza luminii în unități obișnuite este un număr foarte mare ($2{,}9979 \times 10^8$ metri pe secundă), așa că pentru cele mai multe dintre procesele de fiecare zi această variație a masei este prea mică pentru a fi detectată. De exemplu, am menționat deja că arderea unui kilogram de gaze naturale produce aproximativ 5×10^7 jouli. După ce căldura se disipă, produsele de ardere vor cântări mai puțin decât un kilogram cu

$$\frac{5 \times 10^7 \text{ J}}{(3\times10^8 \text{ m/s})^2} = 5{,}5 \times 10^{-10} \text{ kg},$$

ceea ce reprezintă mai puțin decât masa unui fir de praf. Einstein știa despre energiile mult mai mari care se degajă în radioactivitate, și a emis ipoteza că „nu este imposibil ca, folosind corpuri al căror conținut în energie variază într-un grad foarte înalt (de exemplu, sărurile de radiu), să putem supune teoria unui test substanțial."

Einstein a avut dreptate, dar testul nu a putut fi făcut până când Thomson și Aston nu au început să separe diverși izotopi și să măsoare masele lor atomice. Acum se știe că energia internă contribuie într-adevăr la masa corpului,

exact așa cum a prezis teoria lui Einstein. De exemplu, în radioactivitatea alfa a celui mai răspândit dintre izotopii uraniului, ^{238}U, se degajă o energie de $6,838 \times 10^{-13}$ jouli pe nucleu, cea mai mare parte a acesteia trecând în energia cinetică a particulei alfa. Conform formulei lui Einstein, masa produșilor de dezintegrare aduși în repaus ar trebui să fie mai mică decât masa nucleului de ^{238}U cu

$$6,838 \times 10^{-13}\ \mathrm{J}/(2,9979 \times 10^{8}\ \mathrm{m/s})^2 = 7,608 \times 10^{-30}\ \mathrm{kg}.$$

Unitatea pentru greutățile atomice este de $1,66 \times 10^{-27}$ kg,* deci putem reformula această afirmație spunând că masa atomică a produșilor de dezintegrare ar trebui să fie mai mică decât masa nucleului de ^{238}U cu

$$\frac{7,608 \times 10^{-30}\ \mathrm{kg})}{1,66 \times 10^{-27}\ \mathrm{kg/u.a.m.}} = 0,0046\ \mathrm{u.a.m.}$$

Pentru a verifica aceasta, amintim că masa atomică a ^{238}U este 238,0508 și că se el dezintegrează într-o particulă alfa cu masa atomică 4,0026 și un nucleu de ^{234}Th cu masa atomică 234,0436. Pierderea de masă este atunci

$$238,0508 - 4,0026 - 234,0436 = 0,0046\ \mathrm{u.a.m.}$$

în perfectă concordanță cu ceea ce se aștepta să dea formula lui Einstein.

Vedem acum că masa atomică a unui element nu este numai numărul de particule nucleare pe care le conține nucleul său; există o contribuție la masă și din partea energiei interne a nucleului. Astfel, nu ne mai așteptăm ca masa să fie exact un număr întreg. Un alt motiv pentru care masa atomică nu este un număr întreg este faptul că în nuclee există în proporții diferite două feluri de particule cu mase diferite, inițial considerate a fi protoni și electroni, dar care,

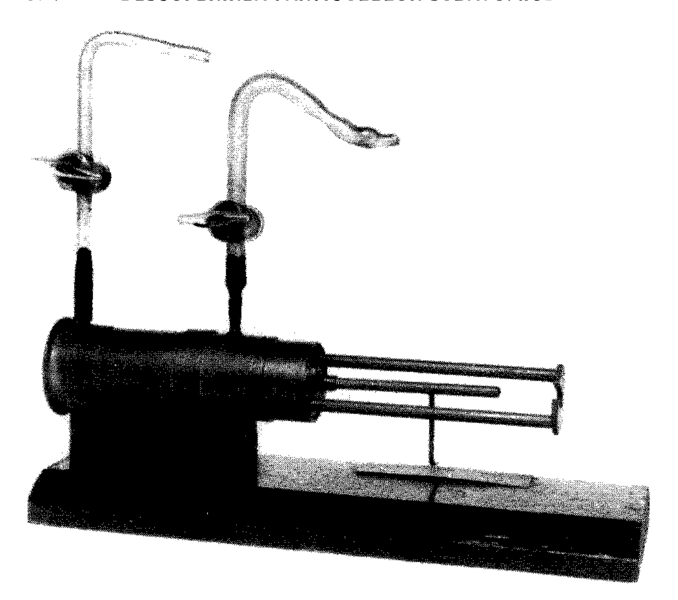
* Aceasta se numește u.a.m. (unitate atomică de masă). (*N.a.*)

de la mijlocul anilor 1930, se știe că sunt protonii și neutronii. Acest lucru s-a dovedit însă a fi mai puțin important din punct de vedere numeric: abaterea de la numere întregi ale maselor atomice pentru toate nucleele cu excepția celor mai ușoare se datorează în principal energiei interne, nu diferenței dintre masele constituenților lor.

Raționamentul nostru poate fi inversat: după masele diverșilor izotopi se poate aprecia câtă energie poate fi degajată în dezintegrările lor radioactive sau în alte reacții. Privind lista maselor atomice cum e cea din Tabelul 3.4 de la pagina **123**, vedem că masa atomică este superioară celui mai apropiat număr întreg pentru elementele cele mai ușoare (1,00793 pentru hidrogen, 4,0026 pentru heliu), este egală prin definiție cu 12 în cazul atomului de carbon, coboară sub cel mai apropiat număr întreg pentru nucleele cu mase medii (15,99491 pentru oxigen, 34,96885 pentru clor, 55,9349 pentru fier etc.), iar apoi crește din nou deasupra unui număr întreg pentru elementele mai grele (226,0254 pentru radiu, 232,0382 pentru toriu etc.) Putem trage concluzia că energia internă per particulă nucleară este cea mai joasă pentru nucleele de masă medie, și este mai mare atât pentru nucleele mai ușoare, cât și pentru cele mai grele. (De ce se întâmplă așa se va vedea în capitolul următor.) Ca urmare, izotopii obișnuiți ai nucleelor de masă medie nu sunt radioactivi, deoarece nu au un surplus de energie pe care să-l elibereze; și nici izotopii comuni ai elementelor ușoare nu sunt radioactivi, fiindcă nucleele mai ușoare în care se pot dezintegra au un surplus de energie internă mai mare decât al lor, așa că nu pot elibera această energie prin radioactivitate.

Neutronul

Timp de douăzeci de ani după descoperirea nucleului atomic, fizicienii au crezut în general că nucleele tuturor elementelor sunt formate din nuclee de hidrogen (mai târziu



Camera de dezintegrare nucleară a lui Rutherford, în care nucleele ușoare se dezintegrau cu ajutorul particulelor alfa.

numite protoni) și electroni. Heliul are masa atomică 4 și numărul atomic 2, așa că nucleul său (particula alfa) se presupunea a fi format din patru protoni și doi electroni, pentru a da sarcina nucleară de 4 – 2 = 2 unități electronice. În mod asemănător, un nucleu cum este cel al oxigenului, cu masa atomică 16 și numărul atomic 8, se presupunea că ar conține șaisprezece protoni și opt electroni, deși exista părerea larg răspândită că aceștia s-ar putea grupa sub forma a patru particule alfa. Și la fel până la cele mai grele nuclee ca uraniul, care, cu masa sa de 238 și numărul atomic 92, ar trebui să fie format din 238 protoni și 238 – 92 = 146 electroni.

Pentru a afla din ce anume e constituit în realitate nucleul, a fost necesar ca el să fie spart și să se vadă ce rezultă.

O astfel de dezintegrare nucleară a fost prima dată realizată de Rutherford în 1917, pe când era încă la Manchester. Se spune că Rutherford a venit într-una din zile mai târziu de la o ședință a comitetului de cercetare militară, explicând: „Am fost prins în niște experimente care sugerează că atomul poate fi dezintegrat artificial. Dacă se adeverește, e un lucru mult mai important decât un război!"

Rutherford observase că o sursă metalică acoperită cu un emițător de particule alfa cum e radiul C dă naștere întotdeauna unor particule care produc scintilații pe un ecran solid de sulfat de zinc, plasat la o distanță mai mare decât cea la care ar putea ajunge particulele alfa prin aer. Studiind acest fenomen în câmp magnetic, Rutherford a tras concluzia că particulele care produceau scintilația erau nucleele de hidrogen pe care le numim acum *protoni*. El nu știa însă dacă acești protoni erau doar nuclee ale atomilor de hidrogen aflați întâmplător în sursa metalică și care sufereau un recul când erau lovite de particulele alfa, sau dacă nu erau cumva nuclee extrase din elemente mai grele decât hidrogenul. Pentru a studia acest fenomen, el a plasat sursa de radiu C într-o cutie metalică vidată, care avea un orificiu acoperit cu o plăcuță foarte subțire de argint. Plăcuța nu permitea intrarea aerului în cutie, dar lăsa particulele alfa să iasă și să lovească ecranul acoperit cu sulfură de zinc. Rutherford a observat modificarea numărului scintilațiilor când între plăcuța de argint și ecran erau plasate diverse folii metalice, sau când în cutie erau introduse diverse gaze. În cele mai multe cazuri, rata scintilațiilor scădea proporțional cu puterea de stopare a foliilor sau a gazelor. Când însă în cutie era introdus aer uscat, rata scintilațiilor creștea! Repetând acest experiment cu toți constituenții aerului — oxigen, azot și așa mai departe — Rutherford a înțeles că efectul se datora ciocnirilor particulelor alfa provenite de la sursa de radiu C cu nucleele de azot din aer.

Procesul descoperit de Rutherford era dezintegrarea nucleului de azot, în care o particulă alfa pătrundea în nucleu

și scotea afară un proton. Motivul pentru care acest efect nu fusese observat mai devreme este foarte simplu: respingerea electrică dintre particula alfa pozitiv încărcată și un nucleu greu, cum este cel de aur, cu o sarcină pozitivă de 79 de sarcini electronice, era prea puternică pentru a permite particulei alfa să ajungă aproape de nucleu. (După cum am văzut mai sus, chiar și în cazul ciocnirii frontale, o particulă alfa cu o viteză obișnuită poate ajunge numai la $3 \times 79 \times 10^{-15} = 340 \times 10^{-15}$ metri de centrul unui nucleu cu numărul atomic 79, iar nucleul de aur, după cum se știe acum, are o rază de numai, aproximativ, 8×10^{-15} metri.) Azotul, pe de altă parte, are sarcina electrică de numai șapte unități electronice, așa că particulele alfa foarte energetice emise de radiul C ar putea ajunge foarte aproape de nucleu, și ocazional ar putea lovi un proton periferic. Prezentând acest rezultat într-un articol din 1919, Rutherford trăgea următoarele concluzii:

> Din rezultatele obținute până acum este dificil să evităm concluzia că atomii de parcurs lung care rezultă din ciocnirea particulelor α cu atomii de azot sunt nu atomi de azot, ci cel mai probabil atomi de hidrogen, sau atomi cu masa 2. Dacă așa stau lucrurile, trebuie să tragem concluzia că atomul de azot s-a dezintegrat sub acțiunea forțelor intense dezvoltate în ciocnirea strânsă cu o particulă α rapidă și că atomul de hidrogen eliberat reprezintă o parte constitutivă a nucleului de azot. Rezultatul în ansamblul său sugerează că, dacă particulele α — sau alte particule asemănătoare — cu energii similare ar fi disponibile pentru experiment, ne-am putea aștepta să spargem structura nucleară a multor atomi ușori.[13]

Din nefericire, descoperirea protonilor expulzați din nucleele de azot, împreună cu emisia de mult observată a electronilor din nuclee sub formă de radiație beta, nu puteau decât să confirme părerea generală că nucleele erau formate din protoni și electroni. Într-o faimoasă prelegere din 1920,

a doua conferință Baker ținută în fața Societății Regale, Rutherford făcea unele speculații profetice asupra unor noi tipuri de nuclee, dar le descria pe toate ca fiind formate din protoni și electroni.[14] Unul dintre aceste nuclee ipotetice despre care vorbea Rutherford, era un „neutron“, care avea masa atomică 1 și sarcina electrică 0, dar încă prezentat ca fiind compus dintr-un proton și un electron. Era cu totul de neînțeles pentru fizicieni de ce unii electroni din atom trebuiau să fie legați în nucleu, pe când alții se învârteau pe orbite largi în afara nucleului, dar nimeni nu avea vreo idee despre ce fel de forță ar putea acționa la distanțele extrem de mici care separau particulele în interiorul nucleului.

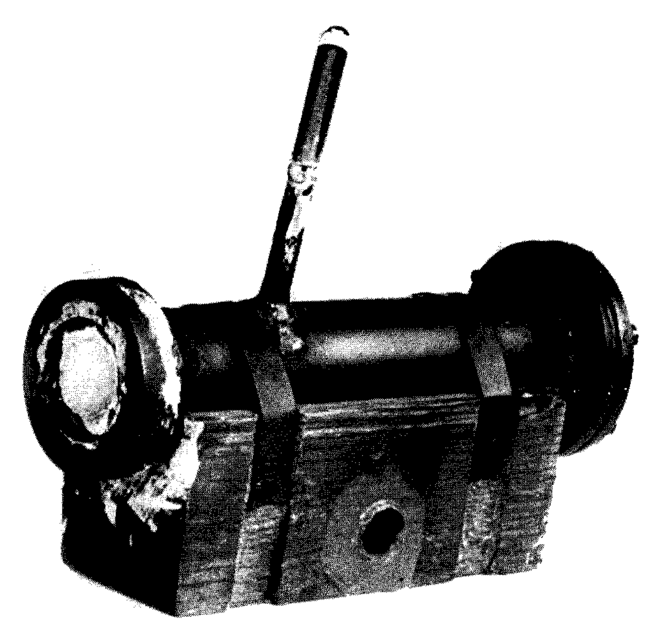
Descoperirea unei particule nucleare neutre a fost făcută în 1932 în laboratorul Cavendish de către James Chadwick (1891–1974). Chadwick fusese unul dintre studenții lui Rutherford la Manchester și, după ce acesta a descoperit în 1917–1918 dezintegrarea azotului, a studiat cu Rutherford dezintegrările altor elemente ușoare, ca aluminiul, fosforul și fluorul. În 1932 Chadwick era deja o figură bine cunoscută în fizică, membru al Societății Regale, adjunctul lui Rutherford la conducerea Laboratorului Cavendish și urmând propriul său program de cercetare.

În 1932 atenția lui Chadwick a fost atrasă de surprinzătoarea descoperire făcută de Irène și Frédéric Joliot-Curie.[15] Cu câțiva ani în urmă, W. Bothe și H. Becker găsiseră că beriliul și alte elemente ușoare, când erau bombardate cu particule alfa foarte rapide emise de elementul poloniu, emiteau o radiație foarte penetrantă, mult mai penetrantă decât protonii emiși în dezintegrările nucleare cum erau cele studiate mai înainte de Rutherford. S-a crezut la început că era vorba de radiație electromagnetică, asemenea razelor X sau gama. Apoi, soții Joliot-Curie au observat că atunci când erau îndreptate asupra unui material bogat în hidrogen, cum era parafina, razele emise de beriliu scoteau protoni din acel material. Faptul nu era deosebit de surprizător în sine,



James Chadwick

numai că (în încercarea de a-i devia în câmp magnetic) s-a găsit că protonii aveau o viteză remarcabil de mare. Soții Joliot-Curie au calculat că, dacă razele emise de beriliu erau într-adevăr radiație electromagnetică, nucleele de beriliu ar fi trebuit să elibereze o energie de zece ori mai mare decât cea a particulelor alfa care produceau acele raze.



Camera pentru neutroni a lui Chadwick.

Soții Joliot-Curie ajunseseră chiar să-și pună întrebarea dacă nu cumva în aceste procese legea conservării energiei nu era încălcată.

Chadwick a început să studieze razele emise de beriliu, dirijându-le asupra altor materiale în afara parafinei. Curând, el a găsit că și alte nuclee au o mișcare de recul când sunt lovite de aceste raze, numai că se mișcau cu viteze mult mai mici decât cea a hidrogenului. Scăderea vitezelor de recul cu creșterea masei atomice a nucleului era exact ce se aștepta în cazul în care razele beriliului nu erau radiație electromagnetică, ci particule cu masa apropiată de cea a protonului. Exact ca în ciocnirile particulelor alfa cu nucleele, într-o ciocnire frontală cu mase date și cu viteză dată

a particulelor din radiația beriliului există două necunoscute: viteza finală a particulelor din radiație și viteza de recul a nucleului pe care îl ciocnesc. Există de asemenea două condiții care constrâng aceste mărimi: conservarea energiei și conservarea impulsului. Ca urmare, este posibil să se găsească ambele viteze necunoscute (vezi Anexa J). În particular, se găsește că viteza de recul a nucleului ciocnit este dată de următoarea formulă:

$$\text{Viteza de recul a nucleului ciocnit} = 2 \times \text{Viteza inițială a particulei din radiație} \times \frac{\text{Masa atomică a particulei din radiație}}{\text{Masa atomică a nucleului plus masa atomică a particulei din radiație}}$$

Viteza inițială a particulei din radiație nu era cunoscută, dar făcând raportul dintre vitezele de recul a două nuclee diferite, aceasta se poate elimina din problemă și apoi se poate afla masa atomică a particulei de radiație. De exemplu, Chadwick (folosind datele lui Norman Feather) a observat că aceeași radiație a beriliului care provoca reculul atomului de hidrogen (masa atomică 1) cu o viteză de $3{,}3 \times 10^7$ m/s, producea și reculul atomului de azot (masa atomică 14) cu o viteză de $4{,}7 \times 10^6$ m/s. La o viteză inițială fixată și pentru aceeași masa atomică a particulei din radiație, formula de mai sus arată că vitezele de recul sunt invers proporționale cu suma maselor atomice ale particulei din radiație și a nucleului ciocnit, astfel că

$$\frac{3{,}3 \times 10^7}{4{,}7 \times 10^6} = \frac{14 + \text{Masa atomică a particulei din radiație}}{1 + \text{Masa atomică a particulei din radiație}}$$

Rezultă că masa atomică a particulei din radiația emisă când beriliul este lovit de o particulă alfa de energie mare este 1,16, deoarece în acest caz partea dreaptă are valoarea 15,6/2,16 = 7,02, care este și valoarea membrului stâng. Din

păcate, vitezele nu erau cunoscute cu o precizie mai mare de 10%, de aceea Chadwick a tras doar concluzia că masa particulei din radiație trebuie să fie foarte apropiată de cea a nucleului de hidrogen, protonul.

O altă proprietate a particulelor din radiația beriliului era clară încă de la început: marea lor putere de penetrare însemna că ele erau neutre. (Particulele încărcate sunt deviate de câmpurile electrice din interiorul atomului; acesta este motivul pentru care razele gama, care sunt neutre, sunt mult mai penetrante decât razele alfa sau beta.) Se părea că, așa cum rezultă din masa ei atomică și din neutralitate, particula produsă de razele alfa în beriliu erau chiar acel compus neutru din punct de vedere electric, format dintr-un proton și un electron, a cărui existență o prevăzuse Rutherford în 1920. Chadwick a comunicat acest rezultat Clubului Kapița, un cerc al fizicienilor organizat la Cavendish de fizicianul rus Piotr Leonidovici Kapița (1894–1984). Câteva zile mai târziu, Chadwick publică descoperirea în *Nature* (la 27 februarie 1932) și, într-o formă mai completă, puțin mai târziu în același an, în *Proceedings of the Royal Society*.[16] În acest ultim raport Chadwick folosea pentru această particulă numele sub care e este cunoscută de atunci: neutronul.

Pentru Chadwick, ca și pentru Rutherford, neutronul era doar un compus format dintr-un proton și un electron, nu o particulă elementară de sine stătătoare. Această părere a fost întărită de o măsurare mai precisă a masei sale (folosind bor, în locul beriliului), care arăta că masa neutronului era puțin mai mică decât masa protonului plus masa electronului, după cum era de așteptat pe baza relației lui Einstein dintre masa și energia neutronului, dacă neutronul era într-adevăr un astfel de compus. (Energia internă și deci masa sistemului compus trebuie să fie mai mică decât masa constituenților lui; altfel, s-ar putea elibera energie prin separarea compusului în constituenții lui și prin urmare acesta ar fi instabil.)

În articolul lui din 1932, Chadwick nu a făcut nici o presupunere despre rolul neutronului în structura nucleului. Problema a fost preluată imediat de teoreticianul german Werner Heisenberg (1901–1976), cunoscut deja ca unul dintre pionierii mecanicii cuantice în anii 1925–1926.* Într-o serie de articole publicate în 1932 în *Zeitschrift für Physik*,[17] Heisenberg lansa ipoteza că nucleul este format din protoni și neutroni, care sunt menținuți împreună schimbând electroni între ei. Adică, un neutron cedează un electron și devine un proton, iar electronul este luat de un proton care devine în felul acesta neutron. Au loc schimburi de energie și impuls, ca și de sarcină electrică, dând naștere la ceea ce numim *forțe de schimb*. Totuși, deoarece neutronul era privit de Heisenberg tot ca un compus format dintr-un proton și un electron (cel puțin în legătură cu forțele), nucleul era considerat în ultimă instanță ca fiind format tot din protoni și electroni.

Această reprezentare a nucleului a fost însă infirmată, contradicția venind dintr-o direcție neașteptată. În 1929 Walter Heitler (1904–1981) și Gerhard Herzberg (1904–1999) au arătat că spectrele moleculelor diatomice precum oxigenul (O_2) sau azotul (N_2) variază în mod crucial după cum numărul de particule elementare conținute în nuclee, presupuse atunci a fi protonii și electronii, este par sau impar. Moleculele, ca și atomii, pot avea numai anumite stări de energie, definită, iar spectrele lor se produc atunci când

---

* Și alți fizicieni în afară de Heisenberg începuseră în acel timp să ia în considerare ideea că nucleul este format din protoni și neutroni. La un simpozion dedicat unei *Retrospective a fizicii nucleare*, Emilio Segré i-a menționat printre aceștia pe fizicienii sovietici D. Ivanenko și E. Tamm, precum și pe italianul Ettore Majorana, care a dispărut în mod misterios câțiva ani mai târziu după o scurtă dar strălucită carieră. Segré își amintește că era cu Majorana când au auzit pentru prima oară despre descoperirea soților Curie privind reculul puternic al protonilor produs de radiația penetrantă a beriliului. Majorana a exclamat: „Oh, uite ce fraieri; au descoperit protonul neutru și nici măcar nu-l recunosc.“ (*N.a.*)

lumina este emisă sau absorbită în tranzițiile dintre aceste nivele de energie. Într-o moleculă cu două nuclee identice, fiecare conținând un număr par de particule elementare, jumătate din nivelele moleculare de energie care ar fi în mod normal prezente la o pereche de nuclee diferite lipsesc. Dacă nucleele sunt identice, dar conțin un număr impar de particule, cealaltă jumătate din numărul total de nivele lipsește. Pe această bază s-a găsit că nucleul de oxigen conține un număr par de particule. Aceasta nu era o surpriză. Având masa atomică 16 și numărul atomic 8, nucleul de oxigen se credea că e format din 16 protoni și 16 − 8 = 8 electroni, ceea ce dă 16 + 8 = 24 particule cu totul — un număr par. Surpriza a venit când Heitler și Herzberg au găsit că (pe baza măsurătorilor făcute de F. Rasetti) nucleul de azot conține și el un număr par de particule. Azotul are masa atomică 14 și numărul atomic 7, astfel încât, dacă nucleul său este format numai din protoni și electroni, ar trebui să aibă 14 protoni și 14−7 electroni, ceea ce ar face 14 + 7 = 21 particule, adică un număr impar, contrazicând rezultatele din spectrele moleculare ale N_2.

Soluția a fost să se presupună că neutronul este o particulă elementară, ca protonul și electronul. Dacă se presupune că nucleul este format din protoni și neutroni, atunci, întrucât neutronul are o masă practic egală cu cea a protonului, masa atomică (rotunjită până la cel mai apropiat număr întreg) ar trebui să fie egală cu numărul total al neutronilor plus cel al protonilor, pe când numărul atomic ar fi exact egal cu numărul protonilor, deoarece aceștia reprezintă singurele particule încărcate din nucleu. Adică, numărul protonilor și cel al neutronilor sunt date de regulile:

Numărul protonilor = Numărul atomic

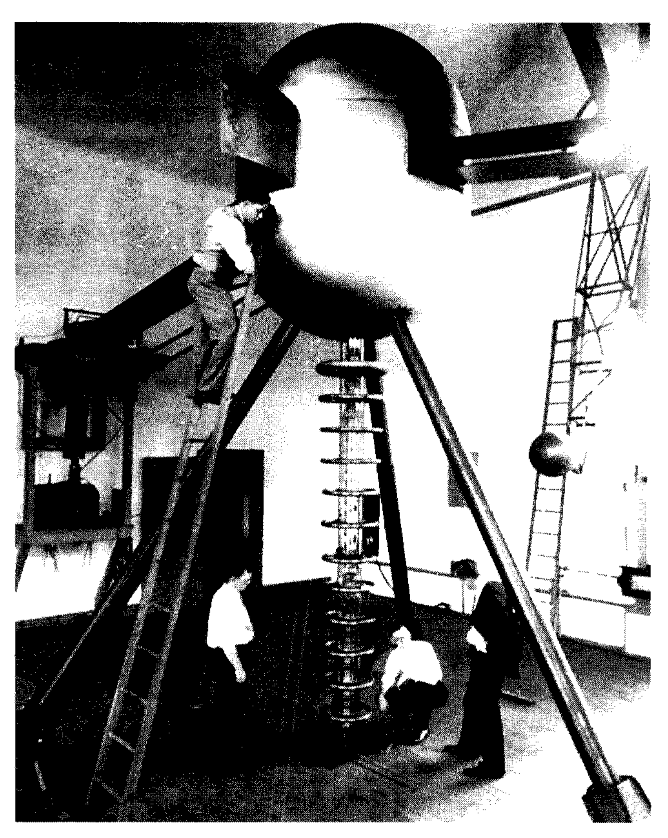
și

Numărul neutronilor = Masa atomică minus numărul atomic,

așa încât suma lor să fie masa atomică. Astfel, nucleul de ^{16}O ar conține opt protoni și opt neutroni, sau șaisprezece particule cu totul, deci tot un număr par. Pe de altă parte, ^{14}N ar conține șapte protoni și șapte neutroni, ceea ce face 7 + 7 = 14 particule în total, un număr par, în concordanță cu spectrele moleculare.

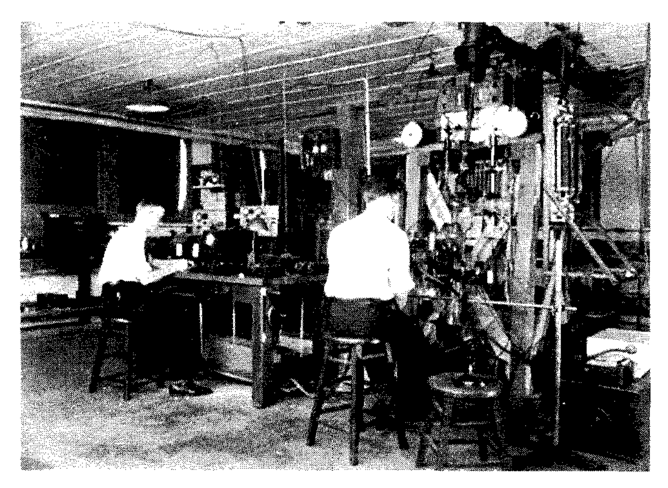
Chadwick cunoștea acest raționament, numai că nu părea să-l ia în serios. La sfârșitul lucrării lui din 1932 el remarca: „Este desigur posibil să presupunem că neutronul este o particulă elementară. Această ipoteză nu este însă susținută de aproape nimic, exceptând posibilitatea de a explica statistica unor nuclee ca N^{14}." (Chadwick a folosit aici cuvântul *statistică*, deoarece faptul că nucleele conțin un număr par sau impar de particule elementare determină comportarea diferită a unui număr mare de astfel de nuclee, descrisă de mecanica statistică.) Nu știu de ce Chadwick și alții dădeau atât de puțină atenție problemei spectrelor moleculare, exceptând doar aversiunea pe care se pare că o aveau față de introducerea unor noi particule elementare — aversiune atât de puternică, încât fizicienii preferă să renunțe la principii de fizică bine stabilite decât să accepte ipoteza unei noi particule. Am văzut un exemplu de acest fel mai înainte, când soții Curie preferau să renunțe la principiul conservării energiei decât să postuleze existența unei noi particule masive, neutre, pentru a explica comportarea radiației beriliului (ei nu se obișnuiseră cu ideea lui Rutherford din 1920 a unei perechi legate electron-proton), și vom vedea alte două exemple când vom ajunge la neutrin și la pozitron în capitolul următor.

Este dificil să fixăm momentul când neutronul a fost acceptat ca o adevărată particulă elementară. De mare importanță a fost măsurarea mai precisă a masei neutronului. Folosind raze gama pentru a sparge nucleul ^{2}H (*deuteronul*) în proton și neutron, Chadwick și Maurice Goldhaber (n. 1911) au găsit în 1934 că masa neutronului era puțin *mai mare* decât masa unui proton plus masa unui electron — nu



Acceleratorul Van de Graaff de un milion de volți folosit pentru experimentul de împrăștiere proton-proton. De la stânga la dreapta: O. Dahl, C.F. Brown, L.R. Hafstad și M.A. Tuve, în 1935.

cea la care ne-am aștepta dacă ar fi un compus proton-electron. (Masa lui se știe acum că este cu 0,138 procente mai mare decât cea a unui proton și cu 0,083 procente mai mare decât cea a unui proton plus un electron.) Poate că influența cea mai mare a avut-o experimentul făcut în 1936 în



Camera experimentală de sub acceleratorul Van de Graaff de un milion de volți. Fasciculul de protoni de la o sursă de ioni aflată în terminalul alungit era accelerat în lungul tubului accelerator din sticlă (arătat în figura precedentă), intra în această cameră prin tavan, era deflectat cu ajutorul unui electromagnet pentru a se îndepărta particulele care nu erau protoni și se oprea în micuța cameră de împrăștiere pe care o privea Heydenberg (în centru).

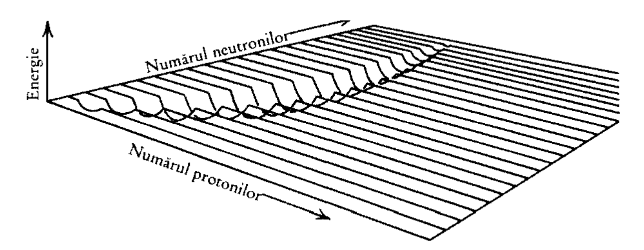
Statele Unite de Merle A. Tuve (1901–1982) împreună cu N. Heydenberg și L.R. Hafstad asupra împrăștierii protonilor pe protoni.[18] Conform ideilor lui Heisenberg, protonii și neutronii pot exercita forțe unii asupra altora schimbând electroni, dar protonii nu conțin electroni, așa că nu ar trebui să existe forțe între ei, exceptând desigur forțele mult mai slabe de respingere electrică. În loc de aceasta, Tuve, Heydenberg și Hafstad au găsit că protonii sunt împrăștiați puternic de o țintă de hidrogen (de protoni), ceea ce arată că forța dintre doi protoni este aproape tot atât de intensă ca și cea dintre un proton și un neutron. Într-o altă lucrare, Gregory Breit și Eugene Feenberg au sugerat că forțele nucleare sunt independente de sarcină: ele se comportă

ca și cum protonul și neutronul ar fi frați gemeni.[19] (O idee similară au sugerat și B. Cassen și E.U. Condon în același număr al revistei *The Physical Review*.) Nu mai era posibil să se presupună că neutronul este în vreo privință mai puțin elementar decât protonul.

Dar, dacă neutronii nu sunt compuși din protoni și electroni, și dacă în nucleu nu există alți electroni, cum putem înțelege faptul că electronii sunt emiși de nuclee în radioactivitatea beta? Răspunsul a fost dat în 1933, la un an după descoperirea neutronului, în noua teorie a radioactivității beta, elaborată la Roma de Enrico Fermi (1901–1954).[20] (Este dureros să menționăm că lucrarea lui Fermi a fost respinsă de revista *Nature* când a fost trimisă spre publicare acolo prima dată.) În teoria lui Fermi emisia unui electron în radioactivitatea beta are loc exact ca emisia luminii de către un atom excitat — nici particula beta, nici lumina nu există „în“ atom până în momentul când este emisă —, dar emisia beta nu se datorează electromagnetismului, ci unei clase complet noi de forțe, care sunt cunoscute acum sub numele de *interacții slabe*. Folosind o metaforă amuzantă, George Gamow a comparat radioactivitatea beta cu formarea baloanelor de săpun: electronul nu există în nucleu înainte de a fi emis, tot așa cum balonul de săpun nu există în tubul prin care se suflă baloanele de săpun.

Descoperirea de către Chadwick a neutronului, împreună cu teoria radioactivității beta elaborată de Fermi și cu acceleratoarele lui Cockroft, Walton și Lawrence au deschis era fizicii nucleare moderne. Cea mai mare parte a cercetărilor ulterioare asupra nucleului depășesc cadrul acestei cărți, dar e interesant de văzut cum a devenit posibil să înțelegem, după 1933, modul în care se produc dezintegrările radioactive alfa și beta, care fuseseră descoperite experimental de Rutherford și Soddy cu mult înainte la McGill.

Să presupunem că trebuie să facem o hartă a izotopilor tuturor elementelor, folosind drept coordonate numărul protonilor și numărul neutronilor în locul longitudinii și



Reprezentare schematică a energiilor nucleare în funcție de numărul protonilor și al neutronilor din nucleu, care arată „valea de stabilitate" a nucleelor cel mai puternic legate.

latitudinii și să presupunem că trebuie să trasăm pe această hartă curbele care arată valorile energiei nucleare per particulă nucleară. Începând cu nucleele ușoare vom vedea o vale adâncă străbătând în diagonală harta din colțul stâng de jos în colțul drept de sus. Nucleele de pe fundul văii sunt cele cu numere egale de neutroni și protoni: ^{4}He, ^{6}Li, ^{8}Be, ^{10}B, ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O și așa mai departe. Din motive complicate, forțele nucleare conferă acestor nuclee o legătură foarte strânsă și deci o energie deosebit de scăzută. Nucleele de pe partea bogată în neutroni a văii au energie mai mare decât cele cu numere egale de protoni și neutroni, astfel că se degajă energie atunci când un neutron se transformă într-un proton. Dacă există suficientă energie pentru a se forma un electron și a compensa sarcina, atunci se va produce tranziția și nucleul va prezenta radioactivitate beta. De exemplu, izotopul bine-cunoscut ^{14}C (opt neutroni, șase protoni), care se formează în atmosferă datorită razelor cosmice, este bogat în neutroni, deci va emite un electron și se va transforma în izotopul cel mai comun al azotului, ^{14}N (șapte neutroni, șapte protoni). Și neutronii înșiși se dezintegrează beta transformându-se în protoni, cu un timp de înjumătățire de 15 minute, dar aceasta nu s-a observat până în 1948. Nucleele care sunt departe pe partea bogată în protoni a văii de stabilitate prezintă și ele un tip de dezintegrare beta; vom reveni asupra acesteia în capitolul 5.

Urmând valea de stabilitate în sus către nucleele mai grele găsim că energia scade continuu pentru că atracția produsă de forțele nucleare crește odată cu creșterea numărului de neutroni. Din această cauză se va elibera energie atunci când nucleele elementelor mai ușoare fuzionează pentru a forma nuclee mai grele; aceasta este sursa de energie din Soare. Apoi, pentru nuclee cu mai mult de douăzeci de protoni, un nou factor intră în joc. Pentru nucleele ușoare, forțele electrice de respingere dintre protoni sunt mult mai slabe decât forțele tari dintre neutroni și protoni, dar, pentru nucleele mai grele, forțele electrice cresc mult mai repede decât forțele nucleare și devin importante atunci când sunt mai mult de aproximativ douăzeci de protoni. Aceasta are două efecte: fundul văii de stabilitate începe să urce din nou; iar valea e deviată spre partea mai bogată în neutroni a hărții, deoarece sarcina protonilor este cea care e răspunzătoare pentru creșterea energiei nucleare. Deși fundul văii urcă, urcușul este lin, iar pentru elementele de masă atomică medie creșterea energiei nu e suficient de mare când trecem de la o masă atomică la alta cu patru unități mai mare, pentru a permite nucleului mai greu să se dezintegreze în altul mai ușor emițând o particulă alfa. Pentru elemente mai grele decât plumbul valea de stabilitate urcă mai repede; aici există destulă energie disponibilă pentru ca nucleele mai grele să scape de sarcina suplimentară emițând particule alfa. Totuși, emisia de particule alfa nu afectează excesul de protoni față de neutroni (particulele alfa conțin câte doi din fiecare), astfel încât atunci când un nucleu greu se transformă în altul mai ușor prin emiterea unei particule alfa, noul nucleu va avea un exces de neutroni care ar fi potrivit pentru un nucleu mai greu. Când mergem spre mase atomice mai mari, valea de stabilitate se îndreaptă în mod continuu spre surplusuri de neutroni din ce în ce mai mari, astfel că nucleele produse prin dezintegrări alfa vor fi întotdeauna în partea mai bogată în neutroni a hărții. În cele din urmă, după un număr suficient de dezintegrări alfa (uneori e suficientă una

singură) nucleul produs va fi atât de departe de valea de stabilitate încât va fi suficientă energie pentru a se crea un electron și va apărea o dezintegrare beta, care va deplasa nucleul înapoi spre fundul văii de stabilitate. Schema va fi atunci un șir de dezintegrări alfa printre care se intercalează dezintegrări beta, dezintegrările alfa ducând nucleul în josul văii spre plumb, dar oarecum în afara ei, în zona mai bogată în neutroni, iar dezintegrările beta readucând nucleul în vecinătatea văii de stabilitate. Această schemă este evidentă în seriile radioactive de la pagina **190.**

Ne putem întoarce acum la întrebarea cum a intrat inițial în nuclee energia care se eliberează prin radioactivitate. Se crede că universul a început printr-un „big bang", o mare explozie, după care gazul primordial fierbinte format din protoni și neutroni s-a răcit foarte repede și la sfârșitul primelor trei minute s-au format hidrogenul și heliul. Nucleele de hidrogen au energia per particulă nucleară mult mai mare decât cea a nucleelor de heliu, iar nucleele de heliu au energia per particulă nucleară mai mare decât cea a atomilor de masă atomică medie; când s-au format stelele, nucleele de hidrogen au fuzionat în nuclee de heliu, iar nucleele de heliu au fuzionat în nuclee de masă atomică medie, degajând suficientă energie pentru a permite stelelor să strălucească miliarde de ani. În cele din urmă, materia stelară evoluează spre elemente din apropierea fierului, ale căror nuclee au cea mai mică energie per particulă nucleară. Nu mai există degajare de energie, iar steaua începe să se răcească. Deseori steaua se stinge ca o lumânare și devine o pitică neagră. Uneori, devine instabilă, începe să colapseze sub acțiunea gravitației și apoi poate exploda formând ceea ce astronomii numesc o *supernovă*. În timpul acestei explozii din interiorul stelei se eliberează un flux intens de neutroni. Neutronii care ciocnesc nucleele de masă atomică medie aflate în straturile exterioare ale stelei formează tot felul de elemente mai grele, până la uraniu. Steaua care explodează

își aruncă în spațiu straturile exterioare ce vor forma o parte din mediul interstelar din care va lua ființă în cele din urmă o altă generație de stele. Conform acestei imagini, energia elementelor radioactive naturale, ca toriul sau uraniul, a fost pusă în ele de neutronii degajați în exploziile stelelor și se datorează în cele din urmă forței de atracție gravitaționale care a furnizat energia exploziilor stelare.

În anii din urmă, neutronul a căpătat o semnificație amenințătoare din punct de vedere practic. Neutronii nu au sarcină electrică, astfel că nu sunt afectați de câmpurile electrice intense din apropierea unui nucleu, care resping particulele alfa și alte nuclee. Ca urmare, așa după cum a arătat Rutherford în conferința Baker din 1920, ei sunt capabili să pătrundă în nuclee mai grele și să producă o dezintegrare nucleară. În 1938 Otto Hahn (1879–1968) și Fritz Strassmann (1902–1980) au descoperit că neutronii pot face ca nucleele grele să sufere o fisiune.[21] Fiecare fisiune poate produce mai mult de un neutron, astfel încât devine posibilă o reacție nucleară în lanț. Încă nu e clar dacă vom învăța să stăpânim această descoperire.

Note

1. E. Rutherford și F. Soddy, „The Cause and Nature of the Radioactivity", *Philosophical Magazine* Series 6, **4** (1903), 561, 576.
2. E. Rutherford și F. Soddy, „Radioactive Change", *Philosophical Magazine* Series **6, 5** (1904), 576.
3. H. Geiger, „On a Diffuse Reflection of the a-Particles", *Proceedings of the Royal Society* **A82** (1909), 445.
4. Citat de E.N. da Costa Andrade, *Rutherford and the Nature of the Atom* (Doubleday, Garden City, N. Y., 1964).
5. *ibid.*
6. E. Rutherford, „The Scattering of the α and β Rays by Matter and the Strucure of the Atom", *Proceedings of the Manchester Literary and Philosophical Society*" IV, **55** (1911), 18.

7. E. Rutherford, „The Scattering of the α and β Particles by Matter and the Strucure of the Atom", *Philosophical Magazine* Series 6, **21** (1911), 669.
8. H. Geiger și E. Marsden, „The Laws of Deflection of α Particles through Large Angles", *Philosophical Magazine* Series 6, **25** (1913), 604.
9. N. Bohr, „On the Constitution of Atoms and Molecules", *Philosophical Magazine* Series 6, **26** (1913), 1, 476, 857.
10. H.G.J. Moseley, „The High-Frequency Spectrum of the Elements", *Philosophical Magazine* Series 6, **26** (1913), 257
11. A. Einstein, „Zur Elektrodynamik bewegter Körper", *Annalen der Physik* **17** (1905), 891; „Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig?" *ibid.* **18** (1905), 639.
12. Citat de N. Feather, *Lord Rutherford* (Priory Press, 1973).
13. E. Rutherford, „Collision of α Particles with Light Atoms IV. An anomalous Effect in Nitrogen", *Philosophical Magazine* Series 6, **37** (1919), 581
14. E. Rutherford, „Nuclear Constitution of Atoms" *Proceedings of the Royal Society* A, **97** (1920), 374.
15. I. Curie și F. Joliot, *Comptes Rendus Acad. Sci. Paris* **194** (1932), 273.
16. J. Chadwick, „The existence of a neutron", *Proceedings of the Royal Society* A, **136** (1932), 692
17. W. Heisenberg, „Structure of Atomic Nuclei" *Zeitschrift für Physik* , **77** (1932),156; **80** (1932), 587.
18. M.A. Tuve, N. Heydenberg și L.R. Hafstad, „The Scattering of Protons by Protons", *Physical Review* **50** (1936), 806. De asemenea a se vedea G. Breit, E.U. Condon și R.D. Present, „Theory of Scattering of Protons by Protons", *ibid.* **50** (1936), 825.
19. G. Breit și E. Feenberg, „The Possibility of the Same Form of Specific Interaction for all Nuclear Particles", *Physical Review* **50** (1936), 850.
20. E. Fermi, „Versuch einer Theorie der β-Strahlen", *Zeitschrift für Physik* **88** (1934), 161.
21. O. Hahn și F. Strassmann, „Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels entstehenden Erdalkalimetalle", *Die Naturwissenschaften* **27** (1939), 11.

5
Mai multe particule

Fără îndoială, lista particulelor elementare nu este limitată la cele care formează atomii obișnuiți: electronul, protonul și neutronul. Cea de-a doua jumătate a secolului XX a fost martorul descoperirii multor noi tipuri de particule elementare, care vor fi prezentate în acest capitol. După cum vom vedea, aceste descoperiri nu numai că au sporit catalogul particulelor, dar au produs și o revoluție în ce privește însuși conceptul de particulă elementară.

Fotonii

În anul 1905, același *annus mirabilis* în care a elaborat teoria relativității restrânse, Albert Einstein a sugerat că pentru anumite scopuri lumina poate fi privită ca fiind formată din particule, care mai târziu au fost numite *fotoni*. Existența fotonilor a fost confirmată experimental de rezultatele studiilor lui Millikan din 1914–1916 asupra efectului fotoelectric, de studiul împrăștierii razelor X pe electroni efectuat în 1922–1923 de Arthur Holly Compton (1892–1962), iar apoi de o largă diversitate de alte fenomene. Fotonii au masă zero și sarcină electrică zero și se propagă întotdeauna cu viteza luminii, astfel că nu pot fi reținuți în atomi. Dar fotonii au energie și impuls, deci conform teoriei generale a relativității ei pot fi deviați de câmpurile gravitaționale. Aceasta s-a observat pentru prima dată în 1919 prin

devierea razelor provenind de la o stea foarte îndepărtată, al căror drum spre Pământ trece prin apropierea Soarelui.

Dacă energia și impulsul unor câmpuri cum sunt cel electric și cel magnetic pot fi concentrate în fascicule mici pe care le putem privi ca pe un fel de particulă, fotonul, atunci este natural să presupunem că și alte tipuri de particule, cum sunt electronii, pot fi priviți ca fascicule de energie și impuls ale altor câmpuri. Heisenberg, Pauli, Fermi și alții au dezvoltat în anii 1920 și 1930 o teorie matematică cunoscută sub numele de *teoria cuantică a câmpului*, conform căreia toate particulele pot fi considerate ca mici aglomerări de energie și impuls, sau *cuante*. Teoria modernă cunoscută sub numele de Modelul Standard, care descrie corect toate particulele elementare cunoscute și forțele care acționează asupra lor (cu excepția gravitației), este o teorie cuantică de câmp.

Neutrinii

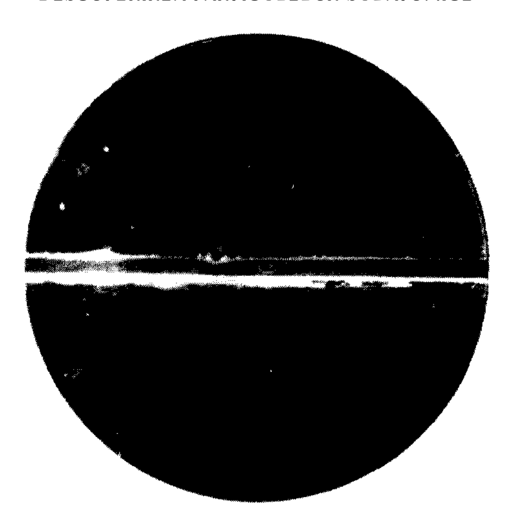
În 1914 Chadwick a observat că electronul din dezintegrarea beta a unui nucleu radioactiv nu este emis cu o energie cinetică definită (ca particula alfa sau razele gama), ci are un spectru continuu de energii, care merg de la zero până la o valoare maximă, caracteristică nucleului care îl emite. Acest lucru era foarte surprinzător, deoarece era de așteptat ca energia electronului să fie egală cu diferența dintre energiile nucleelor inițial și final și să fie o mărime fixă specifică fiecărui element radioactiv. Se putea ca energia să se distribuie între electron și o rază gama neobservată. Dacă ar fi fost așa, atunci energia totală degajată trebuia să fie egală cu energia maximă a electronilor beta, anume energia pe care electronii o au în acele dezintegrări beta în care razele gama se întâmplă să aibă o energie neglijabilă. Însă, în 1927, măsurând căldura totală degajată de o probă de nuclee de radiu E (^{210}Bi) beta radioactive, C.D. Ellis și W.A. Wooster au găsit că energia medie emisă per nucleu nu este egală cu

energia maximă observată a electronilor beta, ci cu energia lor medie. După ce acest rezultat a fost confirmat în 1930 de L. Meitner și W. Orthmann, era clar că se apropia o criză. Chiar și o personalitate proeminentă ca Niels Bohr și-a pus întrebarea dacă nu cumva în dezintegrarea beta nu se respectă conservarea energiei. Soluția corectă era însă mai puțin radicală. În scrisorile sale din 1930 către prieteni*, Wolfgang Pauli (1900–1958) sugera că în dezintegrarea beta o altă particulă este emisă pe lângă electron, împărțind cu acesta energia disponibilă, și că această particulă (deși neutră din punct de vedere electric) nu este o rază gama, ci o particulă foarte penetrantă astfel încât energia ei nu este convertită în căldură în experimente ca acelea ale lui Ellis și Wooster. După descoperirea neutronului în 1932, particula ipotetică a lui Pauli a devenit cunoscută sub numele de *neutrin*, sau „micul neutru".

Neutrinul fost încorporat în teoria cuantică a radioactivității beta elaborată de Fermi în 1930; procesul fundamental era unul în care neutronul aflat în interiorul (sau în afara) nucleului se transformă spontan într-un proton, un electron și un neutrin. (Strict vorbind, particula suplimentară emisă în acest tip de dezintegrare beta este ceea ce ulterior a primit numele de antineutrin. Despre antiparticule vom vorbi ceva mai târziu.) Comparând distribuția energiei electronilor prezisă de teoria lui Fermi cu ceea ce s-a observat experimental, s-a ajuns la concluzia că masa neutrinului trebuie să fie foarte mică, mult mai mică decât masa electronului. Măsurători făcute în 1999 au stabilit o limită superioară pentru masa neutrinului de aproximativ 10^{-5} mase electronice. Se știe acum că există trei feluri deosebite de neutrini, dintre care cel puțin unul trebuie să aibă o masă de cel puțin 10^{-8} mase electronice.

---

* Una dintre aceste scrisori, adresată participanților la o conferință internațională asupra radioactivității, începe cu „Stimate doamne și stimați domni radioactivi". (*N.a.*)



Această fotografie din 1931 făcută într-o cameră cu ceață conține prima înregistrare a unei urme a pozitronului.

Teoria lui Fermi a făcut de asemenea posibilă calcularea secțiunii de absorbție a neutrinilor de către materie. Deoarece interacțiunea fundamentală este foarte slabă, această secțiune eficace este atât de mică încât un neutrin cu o energie de ordinul celei emise în radioactivitatea beta ar putea străbate prin plumb distanțe de ani-lumină înainte de a fi absorbit. Nu este de mirare că ei nu au contribuit la energia calorică măsurată în experimentul Ellis-Wooster. Neutrinii sunt extraordinar de dificil de detectat, dar în același timp ei sunt emiși în număr enorm în reactorii nucleari (prin dezintegrarea beta a produselor de fisiune bogate în neutroni), astfel că în 1955 au fost în sfârșit observați de Clyde L. Cowan Jr. și Frederick Reines la reactorul din Savannah River. În zilele noastre, neutrinii sunt produși în număr uriaș prin dezintegrarea particulelor produse în marile acceleratoare, iar interacțiunile lor au fost intens studiate atât expe-

rimental cât și teoretic. Neutrinii interacționează mult prea slab pentru a putea fi captați în atomii materiei obișnuite, dar ei au fost observați venind de la Soare din ciocnirea razelor cosmice cu atomii din atmosfera Pământului, sau chiar de la o supernovă, o gigantică explozie, observată în 1987, a unei stele dintr-un nor de stele cunoscut sub numele de Norul lui Magellan și aflat la circa 150 000 de ani-lumină de Pământ. În plus, deși nici unul dintre ei nu a fost observat vreodată, se crede că din universul timpuriu au rămas aproape la fel de mulți neutrini ca și fotoni și de 10^9 până la 10^{10} ori mai mulți protoni sau neutroni.

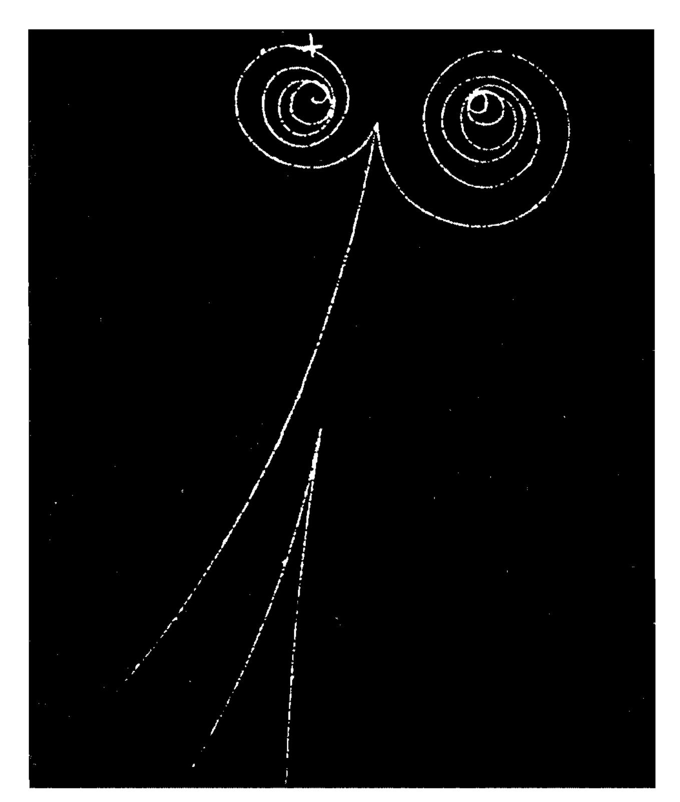
Pozitronii

Fizicianul teoretician Paul Adrien Maurice Dirac (1902–1984) de la Cambridge se angajase la sfârșitul anilor 1920 în dezvoltarea unei varinte a mecanicii cuantice care să fie compatibilă cu relativitatea restrânsă. În timpul lucrului, el a dat peste rezultatul surprinzător că ecuația pe care o enunțase pentru un singur electron avea soluții de energie negativă. Pentru a explica de ce electronii nu colapsează în aceste stări de energie negativă, el a sugerat în 1930 că stările de energie negativă sunt deja umplute și ca urmare nu mai pot primi alți electroni din același motiv (cunoscut sub numele de principiul de excluziune al lui Pauli) care îi împiedică pe electronii exteriori din atom să cadă pe orbitele interioare de energie mai mică. Câteva stări de energie negativă ar putea fi neocupate, iar aceste goluri din marea de particule încărcate negative ar apărea ca particule cu energie pozitivă și sarcină pozitivă. Sub influența a ceea ce pare a fi în general codul comportării științifice — anume că sugerarea existenței unor noi particule nu e ceva tocmai respectabil — Dirac s-a gândit la început că aceste goluri ar putea fi identificate cu protonii. Totuși, Hermann Weyl a arătat că există o simetrie între goluri și electroni, iar

Dirac a fost obligat să tragă concluzia că golurile trebuie să aibă exact aceeași masă cu electronii. Această predicție a fost verificată în mod neașteptat în 1932 când fizicianul experimentator american Carl Anderson (1905–1991) a observat traiectorii ale unor particule din razele cosmice care erau deviate în câmp magnetic tot atât de mult ca și electronii, numai că în sens opus. Se știe acum cu mare precizie că aceste particule, numite *pozitroni*, au aceeași masă ca electronii și sarcină electrică opusă. Ei sunt foarte rari în universul actual, fiind produși, ca și razele cosmice, numai în fenomene astrofizice violente ca supernovele și în forme rare de radioctivitate în care un proton dintr-un nucleu bogat în protoni se transformă într-un neutron. Un pozitron și un electron care se ciocnesc este foarte probabil să se anihileze reciproc, dând naștere unei emisii puternice de radiație care preia întreaga energie conținută în masele lor, astfel că pozitronii nu se găsesc niciodată în materia obișnuită.

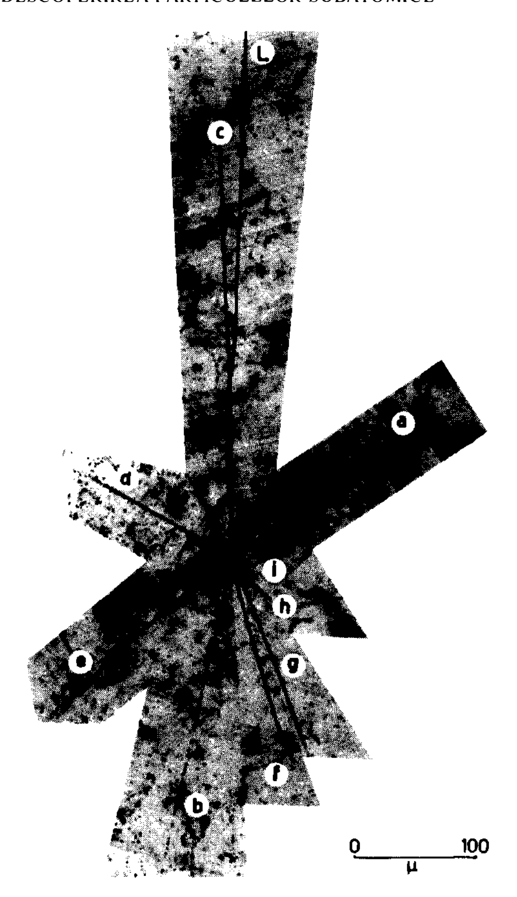
Alte antiparticule

După descoperirea pozitronului a devenit în cele din urmă clar că fiecărui tip de particulă îi corespunde o antiparticulă, cu aceeași masă ca particula, dar cu valori opuse pentru sarcina electrică și alte mărimi care se conservă. Un element esențial în înțelegerea acestei teorii a fost demonstrația că antiparticulele nu pot fi privite în general ca goluri într-o mare de particule cu energii negative. În 1934 Pauli și Victor F. Weisskopf au arătat că și particulele care nu pot forma o mare stabilă de energie negativă au propriile lor antiparticule. Existența antiparticulelor este o consecință generală a teoriei cuantice a câmpului. (Cu toate acestea, teoria golurilor este încă prezentată în multe manuale de fizică.) Pozitronul este antiparticula electronului, antineutrinul emis împreună cu electronii în dezintegrarea beta a nucleelor bogate în neutroni este antiparticula neu-



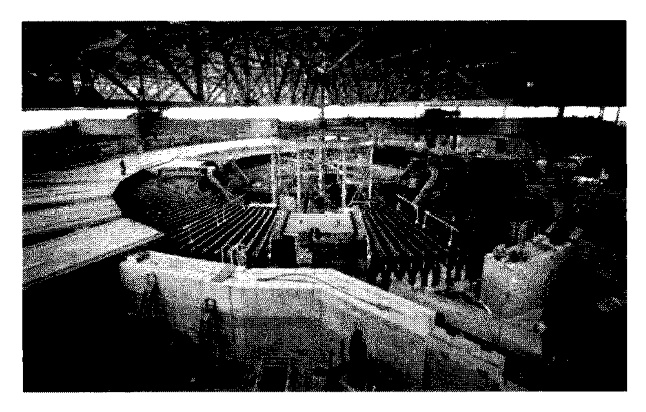
Producerea unei perechi electron–pozitron. O rază gama de mare energie venind de sus se împrăștie pe un electron atomic, pierzând o parte din energia sa și producând un electron de recul cu energie mare și o pereche electron–pozitron. Traiectoriile electronului și pozitronului sunt curbe deoarece camera este plasată într-un câmp magnetic intens. Curburile traiectoriilor indică semnul sarcinilor celor trei particule.

trinului, care este emis împreună cu pozitronul în dezintegrarea beta a nucleelor bogate în protoni, iar fotonul neutru din punct de vedere electric este propria sa antiparticulă. În 1955,



Prima „stea“ reprezentând anihilarea unui antiproton, în 1955.

Owen Chamberlain (1920–2006) și Emilio Segré (1905–1989) împreună cu Clyde Wiegand și Tom Ypsilantis au reușit să producă antiprotoni la acceleratorul Bevatron de la Berkeley. Antimateria ar consta din antinuclee formate din an-



Acceleratorul Bevatron, de la Laboratorul Lawrence Berkeley, în 1955.

tiprotoni și antineutroni înconjurate de un nor de pozitroni. Nu pare să existe o cantitate apreciabilă de antimaterie nicăieri în interiorul părții observabile a universului.

Miuonii și pionii

După eșecul ideii că forțele nucleare se datorează schimbului de electroni, problema persista: ce anume produce forțele nucleare? Ar putea oare impulsul și energia schimbate într-o ciocnire dintre particulele nucleare să fie transportate de o altă particulă? În 1935 teoreticianul japonez Hidekei Yukawa (1907–1981) și-a dat seama că există o relație simplă între raza de acțiune a unei forțe și masa particulei al cărei schimb produce această forță: există o distanță caracteristică dincolo de care forța scade rapid la zero, iar această distanță este invers propoțională cu masa particulei al cărei schimb produce forța. În electromagnetism particula schimbată este fotonul, care are masă zero, astfel că raza forței este infinită. Aceasta înseamnă că forța scade ca

inversul pătratului distanței, indiferent cât de departe am merge. Dacă se schimbă un electron, raza forței ar fi de 10^{-13} metri, iar dacă schimbul de electroni ar fi într-adevăr mecanismul care generează forțele nucleare atunci aceasta ar fi și raza nucleului. Dar, în realitate nucleele atomice sunt de sute de ori mai mici (după cum au arătat experimentele lui Geiger și Marsden), acesta fiind un alt argument împotriva teoriei că schimbul de electroni e răspunzător pentru forțele nucleare. Yukawa a avut curajul să prezică un nou tip de particulă, cu masa de sute de ori mai mare decât cea a electronului și al cărei schimb produce o forță nucleară cu raza de ordinul de mărime a dimensiunii nucleului, în jur de 10^{-15} metri. Deoarece această particulă ar fi intermediară ca masă între electroni și protoni, a fost numită *mezon* (după cuvântul grecesc *meso*, „mijlociu").

Exact doi ani mai târziu, în 1937, o particulă cu masa de aproximativ 200 de mase electronice a fost găsită în razele cosmice, în experimentele cu camera cu ceață făcute de S.H. Neddermeyer și C.D. Anderson și de C.E. Stevenson și J.C. Street. S-a presupus atunci că acesta este mezonul prezis de Yukawa. Dar un experiment efectuat de M. Conversi, E. Pancini și O. Piccioni în 1945 (pe când Italia mai era încă sub dominație germană) arăta că mezonii care predomină în razele cosmice interacționează slab cu neutronii și cu protonii — mult prea slab pentru a asigura mecanismul forțelor nucleare. Această enigmă a fost lămurită de ideea (avansată independent de R.E. Marshak și H.A. Bethe în Statele Unite și de Sakata și T. Inoue în Japonia și ulterior verificată experimental de C.M.G. Lattes, C.P.S. Occhialini și C.F. Powell în Anglia) că există două feluri de mezoni, cu masele ușor diferite. Cel mai greu dintre ei, denumit acum mezon pi sau *pion* are într-adevăr interacțiuni puternice cu protonii și neutronii și contribuie la forțele nucleare în maniera anticipată de Yukawa; cel mai ușor, denumit acum *miuon*, are numai interacțiuni slabe și electromagnetice și nu are nici o legătură cu teoria lui Yukawa.

Mezonii pi există în trei varietăți: unul este încărcat negativ și este de 273,1232 ori mai greu decât electronul, antiparticula lui încărcată pozitiv (cu exact aceeași masă) și un pion neutru, care este propria sa antiparticulă și are o masă de 264,1129 mase electronice. Acest triplet formează o familie în același sens ca și dubletul proton-neutron; relația de familie este cerută de simetria forței nucleare între protoni și neutroni. Miuonii există și ei în două varietăți: o particulă încărcată negativ, de 206,7686 ori mai grea decât electronul și antiparticula ei, încărcată pozitiv și cu aceeași masă. Miuonul și antimiuonul apar ca rude supraponderale ale electronului și pozitronului; diferența dintre ei pare să fie numai una de masă.

Pionii și miuonii sunt toți instabili: pionul încărcat și antipionul se dezintegrează într-un miuon plus un antineutrin și un neutrin, cu timpul mediu de viață de $2{,}603 \times 10^{-8}$ secunde, pionul neutru se dezintegrează în doi fotoni, cu un timp mediu de viață de $0{,}8 \times 10^{-16}$ secunde, iar miuonul și antimiuonul se dezintegrează respectiv într-un electron sau pozitron și o pereche neutrin-antineutrin, cu un timp mediu de viață de $2{,}19712 \times 10^{-6}$ secunde. Miuonii care predomină în razele cosmice la nivelul mării sunt în cea mai mare parte produși prin dezintegrarea pionilor emiși în ciocnirile razelor cosmice cu nucleele moleculelor de aer la mare altitutdine.

Pionii, protonii și neutronii aparțin clasei particulelor cunoscute sub numele de *hadroni*, care se disting prin participarea lor la interacțiunile nucleare tari. Miuonii, electronii și neutrinii aparțin clasei numite *leptoni*, care nu au interacțiuni tari, dar au interacțiuni slabe (de exemplu dezintegrarea beta) și electromagnetice. Un alt lepton încărcat, tau, a fost descoperit la mijlocul anilor 1970 la Acceleratorul Liniar de la Stanford. Ca și miuonul, tau se comportă exact ca un electron, cu excepția masei, care este mult mai mare; masa lui tau este de 3477,56 mase electronice. Cele trei feluri de

neutrini sunt asociate cu cele trei feluri de leptoni încărcați, în sensul că procesele care creează sau distrug un electron, un miuon sau un tau vor crea sau distruge un antineutrin (ori distrug sau creează un neutrin) de tipul corespunzător: un antineutrin de tipul electronului, al miuonului sau respectiv al lui tau.

Din câte se cunosc până acum, asemănarea dintre miuon și pion în privința masei, care a creat atâta confuzie în anii 1930 și 1940, este o pură coincidență.

Particulele W și Z

Leptonii încărcați — electronul, miuonul, tau — și neutrinii au în comun faptul că nu simt forțele tari care acționează asupra protonilor și neutronilor și asupra altor hadroni, dar simt forțele slabe responsabile de dezintegrarea nucleară beta. O altă asemănare, despre care nu putem discuta aici, este că au același spin. Există însă și diferențe evidente: leptonii încărcați au mase mult mai mari decât neutrinii și simt forțele electromagnetice care nu acționează asupra neutrinilor. Una din teoriile „electroslabe“ dezvoltate în anii 1960 sugera că deosebirile dintre leptonii încărcați și neutrini sunt mai mult aparente decât reale. Ecuațiile care îi guvernează sunt simetrice între leptonii încărcați și rudele lor, neutrinii corespunzători, diferențele aparente provenind de la interacțiunile acestor câmpuri cu mediul cosmic. Dar pentru ca lucrurile să stea într-adevăr așa, fotonul trebuia să aibă și el rude. Mai exact, ar trebui să existe o particulă masivă încărcată negativ, W^- și antiparticula ei, W^+. În dezintegrarea beta nucleară un neutron s-ar transforma într-un proton și ar emite un W^-, astfel că sarcina se conservă; W^- s-ar transforma apoi într-un electron și un antineutrin. În cea mai simplă variantă a teoriei electroslabe, această familie ar trebui completată și cu o a patra rudă, o particulă masivă, neutră din punct de vedere electric, Z^0, al

cărei câmp acționează asupra neutrinilor ca și asupra leptonilor încărcați. Efectele indirecte ale lui Z^0 au fost descoperite la CERN în 1972, apoi particulele W și Z cu masele egale cu 157,400 și respectiv 178,450 mase electronice, chiar în apropierea valorilor prezise de teoria electroslabă, au fost descoperite la CERN, laboratorul paneuropean de lângă Geneva.

Teoria electroslabă prezice existența a cel puțin unui alt tip de particulă, cunoscută ca bosonul Higgs. Este cuanta unui câmp care umple întregul univers și care se presupune că generează masa leptonilor încărcați și a particulelor W și Z. Sperăm ca această particulă să fie găsită fie la Tevatronul de la Fermilab, fie la Marele Accelerator (Large Hadron Collider), acum în construcție la CERN.*

Particulele stranii

Fizicienii au sperat poate la un repaus după clarificarea situației pionilor și miuonilor, dar chiar în același an, 1947, în razele cosmice au mai fost descoperite și alte tipuri de particule de către G.D. Rochester și C.C. Butler. S-a dovedit imediat că aceste particule sunt hadroni, în sensul că participă la interacțiile tari, dar ele păreau stranii deoarece, spre deosebire de pioni, erau produse întotdeauna în perechi. Pentru a intra în detaliile tuturor proprietăților diferitelor tipuri de particule stranii ar fi nevoie de o sută de ori mai mult spațiu decât cel pe care l-am afectat aici pionilor, așa că voi trece peste ele.

Mai mulți hadroni

Particulele menționate până acum sunt toate comune în universul nostru, sau cel puțin sunt produse în mod abundent în razele cosmice. Acest aspect din meniul particulelor s-a

* LHC va produce primele fascicule de protoni accelerați în 2008. (*N.t.*)

schimbat drastic în anii 1950, când fizicienii au început să dispună de marile acceleratoare, ca Bevatronul de la Berkeley, și de noile instalații de detectat particule, cum sunt camerele cu bule. În fragmentele rezultate din ciocnirea protonilor cu energii înalte de la aceste acceleratoare a fost găsită o mare varietate de noi hadroni, numiți ρ, ω, η, Φ, Δ, Λ, Ξ, Ω etc. — atât de multe încât alfabetul grecesc era în pericol de a se epuiza. Toate acestea erau instabile, cu timpi de viață extrem de scurți, motiv pentru care ele nu se găsesc în materia obișnuită și au trebuit să fie produse artificial.

Această proliferare a tipurilor de particule i-a făcut pe fizicieni să se întrebe ce se înțelege prin particulă elementară. Existase o înțelegere tacită că atomii nu sunt elementari, deoarece erau compuși din electroni, protoni și neutroni, dar electronii, protonii și neutronii păreau elementari, deoarece nu păreau să fie compuși din alte particule. Dar ce înseamnă că o particulă e compusă din alte particule? Spunem că atomul este compus în parte din electroni deoarece putem extrage electroni din el, de exemplu prin ciocnirea atomilor în catodul încălzit al unuia din tuburile catodice ale lui J.J. Thomson. Dar, ciocnind un proton cu un alt proton de energie mare putem produce nu numai pioni, ci și toate tipurile de noi hadroni: mezoni ro, particule delta și așa mai departe. Aceasta nu înseamnă însă că toate aceste particule se găseau în interiorul protonului. Când aceste particule se dezintegrează, ele se transformă în particule cum sunt pionii, protonii și neutronii, dar asta nu înseamnă că ele sunt alcătuite din acestea, la fel cum dezintegrarea unui nucleu radioactiv într-un alt nucleu, un electron și un antineutrin nu înseamnă că acestea se aflau în interiorul nucleului inițial.

Un răspuns la această problemă a fost să se renunțe la noțiunea de particulă elementară. Un grup de la Universitatea Berkeley din California a început în anii 1950 să ia în considerare un principiu nou, numit „democrație nucleară“,

conform căruia orice hadron poate fi considerat ca fiind compus din alți hadroni. Dar nu părea posibil să se construiască o teorie bazată pe această idee, care să permită calculul secțiunilor eficace sau al altor mărimi.

A rămas în vigoare o perspectivă mai conservatoare conform căreia există o diferență reală între particulele elementare și cele compuse, dar bazată mai mult pe teorie decât pe observație: o particulă este compusă dacă îi putem calcula proprietățile presupunând că este alcătuită din alte particule, așa cum putem calcula proprietățile atomului de hidrogen presupunând că este compus dintr-un proton și un electron. Altfel, particula este elementară. Aceasta a fost abordarea care s-a dovedit cea mai fructuoasă.

Cuarcii

Curând s-a făcut o încercare de a restabili o oarecare economie în multitudinea hadronilor. La începutul anilor 1960, mai mulți teoreticieni au sugerat în mod independent că hadronii sunt cu toții compuși din câteva feluri de particule elementare, numite *cuarci*, împreună cu antiparticulele lor, anticuarcii. Inițial s-a presupus că există doar trei tipuri de cuarci: cuarcul „up“ („sus“) cu sarcina $2e/3$ (unde e este mărimea sarcinii electronice), cuarcul „down“ („jos“) și cuarcul „strange“ („straniu“), cu sarcina $-e/3$. Protonul este format din doi cuarci up și un cuarc down, neutronul este format din doi cuarci down și un cuarc up, iar pionii sunt compuși din cuarci up sau down și anticuarci. Particulele stranii conțin unul sau mai mulți cuarci strange în locul cuarcilor up sau down. De atunci s-au descoperit hadroni care conțin și alte trei tipuri de cuarci, cu sarcinile electrice (în ordinea cronologică a descoperirii lor) egale cu $2e/3$, $-e/3$ și $2e/3$. Ultimul dintre aceștia, cunoscut sub numele de „top“ („vârf“) este cea mai grea particulă elementară cunoscută,

având masa de 340000 de mase electronice. În teoria electroslabă fiecare dintre aceste trei tipuri de cuarci încărcați pozitiv are ca pereche un cuarc încărcat negativ, în exact același mod în care leptonii încărcați au ca perechi neutrinii — ecuațiile teoriei fiind simetrice pentru cei doi membri ai unei perechi.

Masa mare a cuarcului top nu este de fapt atât de surprinzătoare. Masele lui W și Z pot fi considerate ca definind scara naturală de mase pentru particulele elementare, iar cuarcul top este de numai două ori mai greu decât acestea. Pe de altă parte, nici masele mici ale neutrinilor nu sunt surprinzătoare, deoarece în teoria electroslabă, în forma ei cea mai simplă, aceștia au masă zero, așa că masele lor pot proveni numai din mici corecții ale acestei teorii, datorate proceselor la energii extrem de înalte. Ce este surprinzător este că toți cuarcii, în afară de cuarcul top, și toți leptonii încărcați au mase cu mult mai mici decât masele particulelor W sau Z. Din acest punct de vedere, cea mai misterioasă dintre toate particulele elementare este cea mai ușoară (în afara neutrinului și fotonului): această particulă este electronul, prima care a fost descoperită dintre toate.

Există câteva dovezi *indirecte* privind existența cuarcilor. Protonul și neutronul se comportă într-adevăr în multe privințe ca și cum ar fi formați din trei cuarci. În modul cel mai surprinzător, în 1968, un experiment de la SLAC a arătat că electronii de foarte înaltă energie lovind un proton se reflectă uneori la unghiuri relativ mari, ceea ce arată că electronii au lovit un obiect foarte mic din interiorul protonului, la fel cum împrăștierea la unghiuri mari a particulelor alfa de către atomii de aur, observată de Geiger și Marsden în 1911, l-a condus pe Rutherford la concluzia că masa atomului este concentrată într-un nucleu mic. Dar nimeni nu a putut observa cuarci în stare liberă, nici în reacțiile dintre particule la energii mari, nici în experimente de tip Millikan cu picături de ulei, unde prezența unei sarcini

având valoarea de o treime dintr-un număr întreg de sarcini electronice ar fi foarte ușor de observat. Timp de câțiva ani fizicienii au fost confruntați cu un mister: dacă cuarcii sunt reali, atunci de ce nimeni nu a văzut urmele lor?

GLUONII

Misterul din jurul cuarcilor a început să se risipească în 1973, odată cu apariția unei teorii numite *cromodinamica cuantică*. Aceasta este o teorie cuantică de câmp, ca și teoria electroslabă. În locul fotonului, al particulelor W și Z, care sunt cuantele câmpurilor ce produc forțele electromagnetice și nucleare slabe din teoria electroslabă, în cromodinamica cuantică există opt tipuri de *gluoni*, cuante ale câmpurilor ce produc forțele nucleare tari care țin cuarcii împreună în interiorul protonului, al neutronului și al celorlalți hadroni. La fel cum interacțiunea unei particule cu câmpul electromagnetic este dată de sarcina electrică a particulei, interacțiunea unei particule cu câmpul gluonic este determinată de o altă mărime care se conservă, cunoscută sub numele nostim de *culoare*, deși, desigur, nu are nimic de-a face cu culoarea adevărată. Fiecare din cele șase tipuri de cuarci (up, down și așa mai departe) există în trei culori, astfel că de fapt sunt 18 tipuri de cuarci. Și gluonii poartă culoare, cele opt tipuri de gluoni deosebindu-se între ele prin culoare.

Descoperirea epocală s-a făcut atunci când s-a înțeles că forțele produse de gluoni *cresc* cu distanța, spre deosebire de forțele electroslabe sau gravitaționale, care scad cu distanța. Rezultă că este imposibil să separi un cuarc, un anticuarc sau un gluon de ceilalți cuarci, anticuarci sau gluoni. Aceste particule colorate pot exista numai în combinații neutre din punctul de vedere al culorii, cum sunt protonii, neutronii sau mezonii. Astfel, noțiunea de particulă elementară s-a

extins pentru a cuprinde particule cum sunt cuarcii și gluonii, care nu pot fi niciodată observați direct, și a căror existență este cunoscută numai fiindcă teoriile care le conțin sunt eficiente.

* * *

Așa stau lucrurile. Particulele elementare care formează materia obișnuită și diferitele lor rude — leptonii, fotonul, W, Z, cuarcii și gluonii — sunt bine descrise de Modelul Standard, fuziunea teoriei electroslabe cu cromodinamica cuantică. Dar această sinteză nu poate fi răspunsul final. Unul dintre multiplele motive este că ea are prea multe proprietăți arbitrare. De ce este nevoie de atâția cuarci și leptoni ? De ce teoria ascultă de principiile de simetrie care spun că există un singur W (și antiparticula lui), un singur Z, un foton și opt gluoni ? De ce toate constantele teoriei, masele, sarcinile și altele iau valorile pe care le au ? O altă limitare a Modelului Standard este că nu include gravitația, care e dificil de tratat în cadrul teoriei cuantice a câmpului și este mult mai slabă (pentru fiecare particulă) decât celelalte forțe.

Timp de decenii fizicienii s-au luptat cu o diversitate de idei mai mult sau mai puțin speculative, care ne-au lăsat să sperăm că ne vor ajuta să vedem teoria mai profundă și mai simplă care bănuim că ar sta la baza Modelului Standard. Teorii implicând noi principii de simetrie, dimensiuni superioare și corzi (*strings*) în loc de particule punctiforme au fost explorate matematic. Cred că această muncă va furniza o mare parte din capitalul intelectual pe care va trebui să ne bazăm în deceniile ce vor veni. În particular, așa-numita teorie a supercorzilor a furnizat în sfârșit un cadru matematic pentru a descrie gravitația ca și alte câmpuri în aceiași termeni ai mecanicii cuantice. Dar trebuie să recunoaștem că toate aceste speculații strălucite nu au produs nimic nou în sensul unor predicții numerice precise, verificate de experiment, care ar putea să ne asigure că suntem pe drumul

cel bun. De aceea fizicienii care lucrează în domeniul particulelor elementare cred că este atât de important pentru ei să descopere noi tipuri de particule, care pot fi produse numai în imense instalații experimentale, cum este marele accelerator de protoni de la CERN (Large Hadron Collider).

M-am întors la Laboratorul Cavendish pentru a vorbi despre Modelul Standard și despre alte lucruri în cadrul conferințelor Scott din 1973. S-au schimbat multe față de anii 1930. Rutherford, desigur, nu mai era acolo ca să bombăne împotriva unui teoretician aflat în vizită, cum a făcut când Niels Bohr și-a prezentat conferințele Scott cu 50 de ani în urmă. Șeful catedrei Cavendish era acum profesorul Sir Brian Pippard, care e foarte amabil cu teoreticienii.

Laboratorul Cavendish se mutase din vechea lui clădire din Free School Lane într-un complex modern, în afara orașului, pe Madingley Road, dar și centrul activității se deplasase de la fizica nucleară spre radioastronomie, biologie moleculară și fizica stării condensate. Eu însă am fost foarte fericit să mă aflu acolo. Noi, fizicienii, încercăm mereu să facem ceva nou, dar lucrăm continuând o veche tradiție și avem obiectele noastre de cult pe care le venerăm și eroii noștri. Tradiția reprezentată de Laboratorul Cavendish este pentru noi la fel de emoționantă cum e pentru cercetătorii din alte discipline tradiția întrupată de superbele vechi clădiri ale colegiilor de-a lungul râului Cam.

Sper că din această prezentare a fizicii particulelor cititorul nu va trage concluzia că această ramură a fizicii a degenerat într-un fel de goană după fluturi, cu particularitatea că fluturii pe care îi strângem nu trăiesc suficient de mult pentru a fi întâlniți în natură și trebuie creați în laboratorul colecționarului. Cred că aceasta ar fi o idee foarte greșită. Odată ce vechea problemă a structurii materiei obișnuite a fost limpezită prin descoperirea electronului, protonului și neutronului, ea s-a schimbat. Adevăratul scop spre care se îndreaptă studiile noastre experimentale și teoretice asupra

particulelor elementare nu este să facem o listă a particulelor și a proprietăților lor, ci să înțelegem principiile fundamentale care fac ca natura — particulele, nucleele, atomii, pietrele și stelele — să fie așa cum e. Toată experiența noastră arată că în prezent studiul particulelor elementare este cea mai bună și poate singura cale spre legile fundamentale ale naturii.

Sper de asemenea că povestea spusă în această carte nu va crea impresia că istoria fizicii constă din descoperirea și studiul particulelor, al forțelor sau al altor fenomene particulare. În paralel cu extraordinarele descoperiri și măsurători făcute de Thomson, Becquerel, Rutherford, Millikan și Chadwick s-a produs o evoluție a ideilor, o lărgire a înțelegerii principiilor fizicii. Toate acestea sunt strâns legate: deși se află în afara cadrului prezentei cărți, descoperirea electronului a stimulat dezvoltarea relativității și a mecanicii cuantice, iar în anii din urmă, studiul forțelor nucleare tari și slabe ne-a condus la înțelegerea mai profundă a rolului simetriei în natură. Și chiar dacă descoperirea particulelor subatomice nu reprezintă întreaga fizică a secolului XX, ea este totuși o parte indispensabilă a acestei istorii.

Atunci când poetul William Blake a trebuit să rezume întreaga știință în câteva cuvinte, el a vorbit despre „atomii lui Democrit și particulele de lumină ale lui Newton". De la Grecia lui Democrit și Leucip până în epoca lui Blake și a noastră, ideea de particulă fundamentală a fost întotdeauna emblematică pentru țelul cel mai profund la științei: acela de a înțelege complexitatea naturii în termeni simpli.

Anexe

A Legea a doua a lui Newton

Într-un sistem absolut general de unități, cea de-a doua lege a lui Newton afirmă că forța este proporțională cu accelerația; adică,

$$F = kma, \qquad \text{(A.1)}$$

unde F este forța care acționează asupra unei particule, a este accelerația imprimată particulei de această forță, iar k este o constantă a cărei valoare depinde de sistemul de unități ales pentru F, m și a. De obicei se aleg unitățile pentru forță astfel încât unei mase $m = 1$ i se imprimă o accelerație $a = 1$ de către o forță $F = 1$; de exemplu, un newton (simbol N) se definește ca forța care imprimă o accelerație de un metru pe secundă la pătrat unei mase de un kilogram. Într-un astfel de sistem de unități, constanta k trebuie să aibă valoarea 1, deoarece altfel ecuația (A.1) nu ar fi satisfăcută în cazul special $m = 1$, $a = 1$, $F = 1$. Ca urmare, în cazul unor astfel de unități cea de-a doua lege a lui Newton ia forma mult mai familiară

$$F = ma \qquad \text{(A.2)}$$

De exemplu, pe baza celor cunoscute de noi despre electron, putem estima că în experimentele lui Thomson cu raze catodice forța care acționează asupra unui electron era în mod curent de ordinul

$$F = 10^{-16} \text{ newtoni,}$$

iar masa electronului fiind de aproximativ

$$m = 9 \times 10^{-31} \text{ kilograme}$$

accelerația era de aproximativ

$$a = F/m = 1{,}1 \times 10^{14} \text{ metri/s}^2.$$

Cu o asemenea accelerație, după numai 10^{-6} secunde electronul s-ar deplasa cu viteza de $1{,}1 \times 10^8$ metri/s, o bună fracțiune din viteza luminii (3×10^8 m/s). Însă, electronii din experimentul lui Thomson erau supuși acestei forțe numai aproximativ 10^{-9} secunde, și nu ajungeau niciodată să aibă o viteză apropiată de viteza luminii.

În exemplul de mai sus, legea a doua a lui Newton a fost folosită pentru a calcula accelerația pe care o anumită forță o imprimă unei mase date, dar, desigur, ea poate fi folosită pentru a calcula forța necesară producerii unei accelerații anumite a unei mase date. De exemplu, după cum arată observația curentă, la suprafața pământului corpurile cad cu o accelerație constantă, de 9,8 metri/s^2, căreia i se asociază în mod curent simbolul *g*. Rezultă că forța de gravitație care acționează asupra unui corp de masă m este

$$F_{grav} = mg, \tag{A.3}$$

indiferent dacă corpul este sau nu liber să cadă. Forța gravitației asupra unui electron este atunci de 9×10^{-31} înmulțită cu 9,8 sau 9×10^{-30} newtoni. Această forță este neglijabilă în comparație cu forțele electrică și magnetică exercitate asupra electronului dintr-un tub de raze catodice; de aceea gravitația poate fi neglijată fără probleme când se analizează comportarea electronului în experimentul lui Thomson.

B DEVIEREA ELECTRICĂ ȘI MAGNETICĂ A RAZELOR CATODICE

Vom arăta aici cum se folosește legea a doua a lui Newton pentru a calcula devierea razei catodice în experimentul lui Thomson și cum putem calcula raportul masă/sarcină pentru razele catodice măsurând această deviere.

Să presupunem că asupra particulelor din razele catodice se exercită o forță *F* perpendiculară pe direcția lor de mișcare.

Particulelor li se va imprima o accelerație de mărime $a = F/m$ (unde m este masa particulei) în această direcție; atunci, dacă particulele sunt expuse forței un timp t, ele vor dobândi o componentă a vitezei perpendiculară pe direcția inițială, de mărime

$$v_{perp} = ta = t\,F/m. \tag{B.1}$$

Să presupunem că particulele au o componentă a vitezei v în direcția inițială a razelor și că se propagă cu această viteză printr-o „regiune de deflecție" (unde sunt deviate) de lungime l, unde sunt supuse unei forțe F. Deoarece viteza este distanța supra timp, $v = l/t$ și deci timpul cât particula este accelerată este

$$t = l/v. \tag{B.2}$$

Introducând aceasta în ecuația (B.1) obținem

$$v_{perp} = Fl\,/\,mv. \tag{B.3}$$

Părăsind regiunea de deflecție, particulele traversează o zonă de „drift" (de propagare liberă), de lungime L, într-o direcție destul de apropiată de cea inițială a razei, având componenta vitezei pe această direcție încă egală cu v. Prin același raționament care a condus la relația (B.2), timpul scurs în zona de drift este

$$T = L/v. \tag{B.4}$$

În acest timp particulele din razele catodice s-au deplasat și într-o direcție perpendiculară pe direcția inițială cu viteza v_{perp}; în consecință, la capătul zonei de propagare liberă devierea lor față de traiectoria inițială a razei este

$$d = Tv_{perp}. \tag{B.5}$$

Introducând (B.4) și (B.3) în (B.5) găsim

$$d = \left(\frac{L}{v}\right) \times \left(\frac{Fl}{mv}\right)$$

sau, mai concis,

$$d = \frac{FlL}{mv^2}. \tag{B.6}$$

Aceasta este formula dată la pagina **52**.

Să considerăm acum anumite tipuri speciale de forțe. Dacă particulele din razele catodice au sarcina electrică e, atunci forța electrică exercitată asupra lor de un câmp electric E este

$$F_{elec} = eE \qquad (B.7)$$

și, conform relației (B.6), aceasta va produce la capătul tubului o deplasare a razelor catodice egală cu

$$d_{elec} = \frac{eElL}{mv^2}. \qquad (B.8)$$

Forța magnetică exercitată de un câmp magnetic B asupra unei particule cu sarcina e și viteza v (perpendiculară pe câmp) este dată de produsul dintre e, v și B. În experimentul lui Thomson v_{perp} era mult mai mic decât v, așa că în acest caz

$$F_{mag} = evB, \qquad (B.9)$$

și forța acționează în principal perpendicular pe direcția inițială a razelor catodice. Conform ecuației (B.6) această forță produce la capătul tubului o deplasare egală cu

$$d_{mag} = \frac{eBlL}{mv}. \qquad (B.10)$$

Observați că factorul v din (B.9) a compensat unul dintre cei doi factori v aflați la numitor în (B.6).

Să presupunem acum că d_{elec} și d_{mag} sunt măsurate pentru anumite valori E, B, l și L. Cum putem afla raportul dintre masa și sarcina electronului? Observăm că raportul relațiilor (B.10) și (B.8) dă

$$d_{mag}/d_{elec} = \frac{eBlL/mv}{eElL/mv^2} = \frac{Bv}{E},$$

sau, cu alte cuvinte,

$$v = \left(\frac{E}{B}\right) \times \left(\frac{d_{mag}}{d_{elec}}\right). \qquad (B.11)$$

Introducând aceasta în (B.10) avem

$$d_{mag} = \frac{eBlL}{mEd_{mag}/Bd_{elec}} = \frac{eB^2lLd_{elec}}{mEd_{mag}}.$$

Rezolvând pentru m/e avem

$$\frac{m}{e}=\frac{B^2lLd_{mag}}{E(d_{elec})^2}. \qquad (B.12)$$

Aceasta este formula folosită pentru a obține raportul masă/sarcină pentru particulele din razele catodice prin măsurarea devierii lor.

De exemplu, să privim ultima linie din Tabelul 2.1 (pagina **82**), care dă câteva dintre datele lui Thomson din 1897. Câmpurile electrice și magnetice aveau valorile

$$E = 1{,}0 \times 10^4 \text{ newton/coulomb}$$
$$B = 3{,}6 \times 10^{-4} \text{ newton/amper-metru;}$$

Deplasările razei observate când lovea capătul tubului erau

$$d_{elec} = d_{mag} = 0{,}07 \text{ metri,}$$

iar lungimile zonelor de deflecție și de drift erau

$$l = 0{,}05 \text{ metri,} \qquad L = 1{,}1 \text{ metri.}$$

Introducând aceste valori în (B.11) obținem viteza inițială a particulei din raza catodică

$$v = \frac{(1{,}0 \times 10^4)(0{,}07)}{(3{,}6 \times 10^{-4})(0{,}07)} = 2{,}8 \times 10^7 \text{ metri/s.}$$

Introducând aceste valori în (B.12) obținem raportul masă/sarcină

$$m/e = \frac{(3{,}6 \times 10^{-4})^2(0{,}05)(1{,}1)(0{,}07)}{(1{,}0 \times 10^4)(0{,}07)^2} = 1{,}0 \times 10^{-11} \text{ kg/coulomb.}$$

Acesta este modul în care s-au calculat valorile date în ultimele două coloane ale Tabelului 2.1.

De asemenea, este interesant să calculăm componenta vitezei perpendiculare pe direcția inițială a razei. Introducând (B.9) în

(B.3) vedem că, datorită câmpului magnetic B, particulele din rază capătă o componentă perpendiculară a vitezei

$$v_{perp} = eBl/m = Bl/(m/e).$$

Pentru valorile lui B, l și m/e date mai sus, aceasta dă

$$v_{perp} = (3,6 \times 10^{-4})(0,05)/(1,0 \times 10^{-11}) = 1,8 \times 10^{6} \text{ metri/s.}$$

Aceasta este de 15 ori mai mică decât viteza inițială de 2,8 × 10^7 metri pe secundă, deci direcția și mărimea vitezei particulei din rază au rămas apropiate de valoarea inițială, așa cum s-a presupus în calculul nostru pentru forța magnetică asupra particulei. Observați că atât v cât și v_{perp} sunt considerabil mai mici decât viteza luminii; prin urmare mecanica newtoniană este o bună aproximație pentru calculul comportării particulelor din razele catodice, fără a considera corecțiile cerute de teoria relativității restrânse a lui Einstein în cazul particulelor care se propagă cu viteze apropiate de cea a luminii.

C CÂMPURI ELECTRICE ȘI LINII DE CÂMP

Legea lui Coulomb afirmă că mărimea forței electrice F dintre două corpuri care au sarcinile electrice q_1, q_2 și sunt separate de o distanță r este

$$F = k_c\, q_1 q_2 / r^2, \qquad \text{(C.1)}$$

unde k_c este o constantă a cărei valoare depinde de sistemul de unități utilizate la măsurarea lui F, q_1, q_2 și r. Luând forțele în newtoni, sarcinile în coulombi și distanțele în metri, această constantă are valoarea

$$k_c = 8,99 \times 10^{9} \text{ newton-metru/coulomb}^2. \qquad \text{(C.2)}$$

Forța acționează în lungul distanței care separă cele două corpuri. Putem gândi că ecuația (C.1) dă componenta forței care

acționează asupra fiecărui corp de-a lungul dreptei care unește cele două corpuri în sensul creșterii distanței dintre ele; adică forța este repulsivă dacă F este pozitivă, când sarcinile au același semn, și atractivă dacă F este negativă, când sarcinile sunt de semn opus.

Este convenabil să înlocuim (C.1) printr-o formulare în funcție de câmpul electric. Forța asupra unui corp încărcat, aflat undeva în spațiu, să zicem un corp cu sarcin q_1, este

$$F = q_1 E, \tag{C.3}$$

unde E este câmpul electric în locul unde se află corpul. Aceasta trebuie înțeleasă ca o ecuație vectorială, valabilă separat pentru fiecare componentă a lui F și E; adică, F este în aceeași direcție ca E dacă q_1 este pozitiv și în direcție opusă dacă q_1 este negativ. Ecuația (C.3) este valabilă oricare ar fi distribuția sarcinilor care produc câmpul E. În cazul special al câmpului produs de un singur corp cu sarcina q_2 la o distanță r de sarcina q_1, forța este dată de (C.1); așa că trebuie să considerăm câmpul electric având valoarea

$$E = k_c\, q_2/r^2 \tag{C.4}$$

și direcția spre corpul 2 dacă q_2 este pozitivă și dinspre acesta dacă q_2 este negativă. Atunci când câmpul electric este produs de câteva corpuri încărcate, pentru a-l afla pe E trebuie să adunăm (componentă cu componentă) contribuțiile diferitelor corpuri, fiecare având mărimea dată de (C.4).

De asemenea, este convenabil să descriem câmpul electric în termenii liniilor care străbat întregul spațiu, în fiecare punct liniile având direcția câmpului electric din acel punct, numărul liniilor care trec printr-o suprafață perpendiculară pe direcția lor fiind luat egal cu câmpul electric (sau, în cazul când câmpul variază apreciabil pe suprafața respectivă, cu media lui) înmulțit cu aria suprafeței. De exemplu, în cazul câmpului produs de un singur corp încărcat, sensul liniilor câmpului electric este dinspre corp în afara lui (sau spre el, dacă sarcina corpului este negativă), astfel că liniile trec perpendicular pe orice suprafață sferică trasată în jurul corpului și avându-l pe acesta în centru. Numărul

liniilor care trec printr-o astfel de suprafață de rază r este câmpul electric (C.4) înmulțit cu aria $4\pi r^2$ a sferei (pentru un corp cu sarcina q_2)

$$\text{Numărul liniilor} = \frac{k_c q_2}{r^2} \times 4\pi r^2 = 4\pi k_c q_2. \qquad \text{(C.5)}$$

Observați că raza sferei s-a simplificat, așa că orice suprafață sferică având sarcina q_2 în centru este traversată de același număr de linii. Astfel putem trage concluzia că liniile de câmp nu încep și nici nu se sfârșesc în spațiul gol, ci sunt produse sau create numai de sarcini, $4\pi k_c q_2$ linii ieșind din punctul unde se află o sarcină pozitivă și $-4\pi k_c q_2$ intrând într-o sarcină negativă.

Avantajul acestei reprezentări cu ajutorul liniilor de câmp este că proprietățile calitative ale liniilor de câmp rămân aceleași și atunci când câmpul este produs de mai multe sarcini individuale. Adică, liniile de câmp nu încep și nu se termină în spațiul gol; $4\pi k_c q$ linii ies din orice corp cu sarcina pozitivă q și $-4\pi k_c q$ linii intră în orice corp încărcat cu sarcina negativă q. Cu aceste reguli putem calcula ușor câmpul electric într-o mulțime de situații în care legea lui Coulomb ar fi dificil de aplicat direct.

De exemplu, să presupunem că avem nu un singur corp încărcat, ci o distribuție de sarcini împrăștiată în mod arbitrar în interiorul unei sfere cu singura cerință ca distribuția să fie simetrică sferic — adică distribuția sarcinii electrice să fie aceeași de-a lungul oricărei direcții care pornește din centrul sferei. Simetria sferică a distribuției ne spune că liniile de câmp sunt dirijate radial spre exterior (sau spre interior); nu există nici o altă direcție specială în lungul căreia ne-am putea imagina să fie dirijate. Numărul liniilor de câmp care ies din volumul sferei trebuie să fie $4\pi k_c Q$, unde Q este sarcina totală din interiorul sferei (pentru Q negativ se înlocuiește „ies" cu „intră"). Deci câmpul electric E în afara sferei încărcate la o distanță r de centrul ei înmulțit cu aria $4\pi r^2$ a suprafeței sferice trasate la această distanță trebuie să fie egal cu numărul liniilor de câmp

$$E \times 4\pi r^2 = 4\pi k_c Q$$

și deci

$$E = \frac{k_c Q}{r^2}. \qquad \text{(C.6)}$$

Poate să vi se pară că ne-am învârtit în cerc și am reobținut legea lui Coulomb, dar observați diferența: ecuația (C.6) este valabilă nu numai pentru câmpul produs de un corp punctiform la o distanță r, ci și pentru o distribuție sferic simetrică de sarcini din interiorul unui volum sferic finit al cărui centru este la o distanță r.

Ca un exemplu de mare interes pentru noi, să considerăm două plăci metalice plane, paralele, orizontale, pe care plasăm sarcini electrice egale ca mărime dar opuse ca semn, cum sunt plăcile folosite în experiența lui Thomson cu tubul de raze catodice, pentru a produce un câmp electric care face să devieze particulele din razele catodice. Presupunem că sarcinile sunt distribuite uniform pe plăci. (Acesta este de fapt cazul real, pentru că o distribuție neuniformă ar crea câmpuri electrice care ar face ca sarcinile să se deplaseze pe plăcile conductoare până când distribuția devine uniformă.) În plus, presupunem că plăcile sunt foarte mari în comparație cu distanța dintre ele, astfel încât într-o bună aproximație putem ignora efectele marginilor și considera că plăcile sunt infinite. Atunci simetria sistemului ne spune că liniile câmpului electric vor fi verticale, făcând unghiuri drepte cu plăcile; nu există nici o altă direcție specială în problemă. Liniile fiind paralele și, neîncepând și nesfârșindu-se între plăci, numărul liniilor care traversează perpendicular o anumită suprafață orizontală este același oriunde s-ar afla această suprafață între plăci. Prin același raționament rezultă că în orice punct deasupra plăcii superioare (sau dedesubtul plăcii inferioare) câmpul este același, și deci este zero, deoarece la o distanță suficient de mare în comparție cu distanța dintre plăci, deasupra plăcii de sus, câmpul plăcilor cu sarcini opuse trebuie să se compenseze.

Pentru a calcula intensitatea câmpului dintre plăci, trebuie să ne reamintim că dacă plăcile au sarcinile σ și $-\sigma$ pe unitatea de arie, atunci $4\pi k_c\sigma$ linii pe unitatea de arie ies din placa superioară și merg toate în jos, în spațiul dintre plăci, deoarece câmpul deasupra plăcii superioare este zero. Câmpul electric dintre plăci este egal cu numărul de linii pe unitatea de arie

$$E = 4\pi k_c\sigma. \qquad \text{(C.7)}$$

Am putea obține acest rezultat și folosind o formulă cum este (C.4) pentru a calcula câmpul produs de fiecare porțiune

infinitezimală din plăcile superioară și inferioară, și folosind apoi calculul integral pentru a aduna aceste contribuții individuale, componentă cu componentă, dar este mult mai ușor să facem acest calcul gândind în funcție de liniile de câmp electric.

D LUCRUL MECANIC ȘI ENERGIA

Vom folosi aici cea de-a doua lege a lui Newton pentru a obține relația dintre lucrul mecanic efectuat pentru a accelera o particulă și creșterea energiei ei cinetice.

Să presupunem că o particulă de masă m este accelerată de la viteza v_1 la viteza v_2 de o forță constantă F. Lucrul mecanic efectuat aici este produsul dintre forță și distanța l parcursă de particulă:

$$W = F\,l. \tag{D.1}$$

Dar ce este l? Viteza particulei crește continuu de la v_1 la v_2, astfel că viteza ei medie este media vitezelor v_1 și v_2,

$$v_m = \frac{1}{2}(v_1 + v_2), \tag{D.2}$$

iar distanța parcursă de particulă este viteza medie înmulțită cu timpul t cât este accelerată particula:

$$L = v_m\,t = \frac{1}{2}(v_1 + v_2)t. \tag{D.3}$$

Dar acum cine este t? Accelerația este dată de legea a doua a lui Newton ca F/m și deoarece accelerația este variația vitezei împărțită la timpul scurs, avem

$$F/m = \frac{v_2 - v_1}{t},$$

sau, cu alte cuvinte,

$$t = \frac{m(v_2 - v_1)}{F}. \tag{D.4}$$

Introducând (D.3) și apoi (D.4) în (D.1) obținem

$$W = F \times \frac{1}{2}(v_1 + v_2)t = F \times \frac{1}{2}(v_1 + v_2) \times m(v_2 - v_1)/F.$$

Observăm că forța F se simplifică. În plus,

$$(v_1 + v_2)(v_2 - v_1) = v_1v_2 - v_1^2 + v_2^2 - v_2v_1 = v_2^2 - v_1^2,$$

așa că lucrul mecanic este

$$W = \frac{m}{2}(v_2^2 - v_1^2). \qquad \text{(D.5)}$$

Energia cinetică a unei particule cu masa m și viteza v este definită ca

$$\text{Energia cinetică} \equiv \frac{1}{2} mv^2. \qquad \text{(D.6)}$$

Ecuația (D.5) exprimă simplu faptul că variația energiei cinetice a particulei este egală cu lucrul mecanic efectuat asupra particulei.

De exemplu, să considerăm o particulă care cade în câmpul gravitațional al pământului. La suprafața pământului forța asupra particulei de masă m este dată de ecuația (A.3)

$$F = mg, \qquad \text{(D.7)}$$

unde g este accelerația datorată gravitației, egală cu 9,8 metri/s^2. (Vom presupune că alte forțe, cum ar fi rezistența aerului, sunt mult mai mici.) Rezultă că atunci când o particulă cade de la înălțimea h_1 la înălțimea h_2 lucrul mecanic efectuat de gravitația pământului este forța (D.7) înmulțită cu distanța $h_1 - h_2$ pe care acționează, adică

$$W = mg(h_1 - h_2). \qquad \text{(D.8)}$$

Folosind această relație în (D.5), vedem că masa m poate fi eliminată din cei doi membri ai ecuației și avem

$$g(h_1 - h_2) = \frac{1}{2}(v_2^2 - v_1^2). \qquad \text{(D.9)}$$

De exemplu, o greutate lăsată să cadă ($v_1 = 0$) de pe acoperișul lui Empire State Building ($h_1 = 300$ metri) va avea când atinge pământul ($h_2 = 0$) o viteză v_2 dată de

$$v_2 = \sqrt{2g\,h_1} = \sqrt{2 \times 9{,}8 \times 300} = 77 \text{ metri/secundă.}$$

Ecuația (D.9) poate fi rescrisă într-un fel care arată relația ei cu conservarea energiei. Introducând din nou factorul m și trecând toți termenii care se referă la starea inițală și cea finală în partea stângă a ecuației și respectiv în cea dreaptă avem

$$\frac{1}{2}mv_1^2 + mgh_1 = \frac{1}{2}mv_2^2 + mgh_2. \qquad \text{(D.10)}$$

Adică, energia se conservă dacă luăm în considerare nu numai energia cinetică $1/2\ mv^2$, ci și o energie de poziție, sau potențială, dată de

$$\text{Energia potențială} = mgh. \qquad \text{(D.11)}$$

Pentru a vedea utilitatea acestei interpretări date ecuației (D.10) ca o relație de conservare a energiei, să considerăm o mașină care coboară pe un drum de munte fără frecare, cu motorul oprit. Nu mai putem aplica modul de obținere a ecuației (D.10), deoarece mașina este sub influența unei alte forțe în afara gravitației: forța pe care drumul o exercită în sus, ca reacțiune față de greutatea mașinii. Într-adevăr, dacă panta drumului variază de la un punct la altul, această forță nu este nici măcar constantă. Dar (D.10) este totuși valabilă! — fiindcă afirmă doar că suma energiei potențiale și cinetice este constantă, ceea ce este adevărat, pentru că nu există nici un transfer de energie între mașină și drum. (Drumul exercită o forță asupra mașinii, dar forța aceasta acționează într-o direcție perpendiculară pe suprafața drumului, iar mașina nu se deplasează în această direcție, ci numai în direcția paralelă cu suprafața drumului.) De exemplu, dacă mașina pornește din repaus și se deplasează în jos pe drumul de munte, coborând o diferență de altitudine de 300 metri, atunci viteza ei la sfârșitul acestei perioade de timp va avea aceeași mărime (nu și în direcție!) ca și când ar fi căzut de la aceeași altitudine în spațiul gol; adică va fi

de 77 metri/secundă. Desigur, conservarea energiei funcţionează în sus ca şi în jos; o maşină care rulează fără frecare cu o viteză de 77 metri/secundă va putea să urce la o altitudine de 300 metri înainte de a ajunge în repaus, oricât de abrupt sau de lin ar fi drumul.

Conceptul de energie potenţială este util şi pentru câmpul electric, şi pentru cel gravitaţional. De exemplu, pentru plăcile metalice încărcate considerate în Anexa C, câmpul electric E este constant între plăci; aşa încât o particulă cu sarcina q va simţi o forţă qE. Dacă placa de sus şi cea de jos sunt încărcate pozitiv şi respectiv negativ, forţa asupra unei sarcini pozitive este orientată în jos. Folosind exact acelaşi raţionament cu cel care a condus la (D.11), am putea defini o energie potenţială electrică înlocuind forţa mg cu qE:

$$\text{Energia potenţială} = qEh,$$

unde h este, să zicem, înălţimea faţă de placa de jos. Potenţialul este energia potenţială pe sarcină; aşa că potenţialul la o înălţime h deasupra plăcii de jos este dat prin împărţirea la q,

$$\text{Potenţialul} = Eh.$$

În particular, diferenţa de potenţial dintre placa de sus şi cea de jos se obţine luând h egal cu distanţa s dintre cele două plăci:

$$\text{Diferenţa de potenţial dintre plăci} = Es.$$

Ştiind diferenţa de potenţial produsă de o baterie electrică la care sunt conectate plăcile şi cunoscând distanţa s dintre plăci, a fost uşor pentru Thomson să calculeze câmpul electric dintre plăci.

E CONSERVAREA ENERGIEI ÎN EXPERIMENTELE CU RAZE CATODICE

Aici vom arăta cum principiul conservării energiei le-a permis lui Thomson şi Kaufmann să calculeze proprietăţile particulelor din razele catodice.

Thomson a plasat un colector la capătul tubului catodic și a măsurat atât sarcina Q cât și căldura H depusă în el. Conform legii conservării energiei, energia sub formă de căldură trebuie să fie egală cu energia cinetică totală a particulelor din razele care ciocnesc colectorul; dacă N dintre acestea se propagă cu viteza v, aceasta dă

$$H = \frac{1}{2} mv^2 N. \tag{E.1}$$

În plus, deoarece sarcina se conservă, sarcina totală găsită în colector trebuie să fie egală cu sarcina celor N particule din razele catodice care îl ciocnesc:

$$Q = eN. \tag{E.2}$$

Dacă împărțim (E.1) la (E.2), mărimea necunoscută N se simplifică și avem

$$H/Q = \frac{mv^2}{2e}. \tag{E.3}$$

Thomson a măsurat și devierea în câmp magnetic; așa că știa și mărimea care apare în membrul drept al ecuației (B.10) și, prin împărțirea cu valoarea cunoscută a lui $Bl L$, el a găsit cantitatea

$$I = mv/e. \tag{E.4}$$

Dacă împărțim (E.3) la (E.4), mărimea necunoscută m/e se simplifică și avem

$$v = 2H/QI. \tag{E.5}$$

Aceasta poate fi introdusă în (E.4); rezolvând pentru m/e găsim

$$\frac{m}{e} = \frac{I^2}{2H/Q}. \tag{E.6}$$

De exemplu, în primele rezultate obținute cu „tubul 2", Thomson a găsit valorile

$$H/Q = 2{,}8 \times 10^3 \text{ jouli/coulomb},$$
$$I = 1{,}75 \times 10^{-4} \text{ kg-metri/s-coulomb},$$

după cum se vede în Tabelul 2.2 la pagina 97. Atunci (E.5) dă

$$v = 2 \times (2{,}8 \times 10^3)/(1{,}75 \times 10^{-4}) = 3{,}2 \times 10^7 \text{ m/s},$$

și (E.6) dă

$$m/e = \frac{(1{,}75 \times 10^{-4})^2}{2(2{,}8 \times 10^3)} = 5{,}5 \times 10^{-12} \text{ kg/coulomb},$$

în concordanță (destul de bună) cu ultimele rezultate ale lui Thomson din cele două coloane ale Tabelului 2.2 de la pagina 97.

În loc să folosească un colector la capătul tubului catodic, Kaufmann a făcut o măsurătoare atentă a diferenței de potențial electric V dintre catodul și anodul tubului său catodic. Aceasta era diferența de potențial folosită pentru a accelera particulele din razele catodice până la viteza v cu care, trecând prin anod, intrau în zona de deflecție. Tensiunea este lucrul mecanic pe coulomb iar lucrul mecanic efectuat de câmpul electric pentru a accelera particulele din razele catodice de la catod până la anod era produsul diferenței de potențial V cu sarcina particulelor e. Dar acest lucru mecanic este egal și cu energia cinetică dobândită de particule și deci

$$\frac{1}{2} m v^2 = eV. \qquad \text{(E.7)}$$

Din această formulă Kaufmann a reușit să calculeze aceeași mărime $mv^2/2e$ pe care Thomson o calculase folosind (E.3).

F Proprietățile gazelor și constanta lui Boltzmann

Aici vom deduce relația fundamentală dintre presiune, temperatură și densitate pentru gazele diluate si vom arăta cum poate fi folosită pentru a justifica ipoteza lui Avogadro și a stabili ordinul de mărime al scării atomice.

Presiunea unui gaz este definită ca forța pe care gazul o exercită asupra unei suprafețe împărțită la aria suprafeței. Această forță se datorează ciocnirilor particulelor de gaz cu suprafața.

Dacă presupunem că o particulă de gaz care lovește un perete rigid exercită asupra lui o forță constantă F pe o durată de timp t, atunci, conform legii a treia a lui Newton, în același timp peretele va exercita asupra particulei o forță F în direcție opusă, astfel că particula va avea o acceleratie F/m (unde m este masa particulei) și o variație a vitezei $(F/m) \times t$. Dacă particula nu cedează energie peretelui, după ciocnirea cu peretele viteza se va modifica numai ca direcție, nu și în mărime. Deci, dacă înainte de ciocnire viteza are o componentă $+v$ în direcția peretelui, după ciocnire va avea o componentă $-v$; astfel că varitia vitezei va fi $2v$ și, ca urmare,

$$2v = Ft/m.$$

Putem folosi această relație pentru a calcula forța exercitată asupra peretelui de fiecare particulă care îl ciocnește:

$$F = 2mv/t. \qquad \text{(F.1)}$$

Această formulă a fost dedusă pentru o particulă care exercită o forță constantă asupra peretelui în timpul cât a fost în contact cu peretele, dar de fapt ea este valabilă chiar dacă (așa cum se și întâmplă de fapt) forța variază în timpul ciocnirii particulei cu peretele, cu condiția ca F să fie forța *medie* în acest timp. Pentru a demonstra aceasta, intervalul de timp t cât particula este în contact cu peretele trebuie divizat în mici intervale atât de scurte, încât pe durata lor forța să poată fi considerată constantă. Cea de-a doua lege a lui Newton ne spune că masa înmulțită cu variația componentei vitezei în fiecare subinterval este egală cu forța pe care peretele o exercită asupra particulei înmulțită cu durata subintervalului. Adunând aceste valori în ambii membri ai acestei ecuații pentru toate subintervalele, vedem că masa înmulțită cu variația totală a componentei vitezei perpendiculare pe perete, sau $2mv$, este egală cu suma duratei tuturor subintervalelor, sau t, înmulțită cu forța medie. Această însumare a unor termeni infinitezimali este instrumentul esențial pe care se bazează calculul integral.

Pentru a afla presiunea avem nevoie să calculăm numărul particulelor cu o anumită viteză care sunt în contact cu peretele la un anumit moment. Acesta depinde de viteza particulelor în ace-

lași fel în care depinde de viteză și forța (F.1) pe particulă. Pentru a trata această problemă, să ne concentrăm atenția asupra unei anumite arii A a peretelui vasului în care se află gazul și să ne închipuim că toate particulele gazului din vas au o componentă a vitezei de aceeași mărime v, jumătate dintre ele deplasându-se spre perete și jumătate îndepărtându-se de el. Vom calcula presiunea exercitată de gaz în această situație și apoi vom ține seama de distribuția vitezelor mediind presiunea după viteze.

Numărul particulelor în contact cu o suprafață de arie A a peretelui la un moment oarecare este egal cu numărul particulelor care ciocnesc această arie într-un interval de timp T, înmulțit cu fracțiunea t/T de timp cât petrece fiecare particulă în contact cu peretele. Forța totală asupra acestei porțiuni de perete este produsul forței (F.1) exercitate de fiecare particulă înmulțit cu N înmulțit cu t/T. Presiunea este forța pe unitatea de arie, așa că aici presiunea este

$$p = (2mv/t) \times N \times (t/T)/A.$$

Observăm că timpul necunoscut t se simplifică și obținem

$$p = 2mv \times (N/AT). \qquad \text{(F.2)}$$

Mărimea N/AT este exact raportul dintre numărul de particule care lovesc peretele în unitatea de timp și aria. Dar care este rata cu care particulele lovesc peretele ? Particulele care ciocnesc peretele în timpul T sunt cele care s-au deplasat spre perete și sunt suficient de aproape pentru a-l putea lovi în acest timp, adică se află la o distanță față de perete mai mică decât vT, ceea ce înseamnă

$$N = \frac{1}{2}\, nAvT,$$

unde n este numărul de particule din unitatea de volum de gaz. Factorul 1/2 apare deoarece, prin ipoteză, jumătate din particule se deplasează spre perete, iar jumătate vin dinspre perete. Vedem că rata cu care particulele lovesc peretele pe unitatea de arie și pe unitatea de timp este

$$N/AT = \frac{1}{2}\, nv. \qquad \text{(F.3)}$$

Introducând aceasta în (F.2), găsim că presiunea exercitată asupra peretelui vasului este

$$p = 2mv \times \frac{1}{2} nv = nmv^2.$$

După cum s-a menționat mai sus, trebuie să mediem acest rezultat pe distribuția de viteze ale particulelor. Deci răspunsul nostru pentru presiune este

$$p = nm(v^2)_m, \qquad (F.4)$$

unde $(v^2)_m$ este valoarea medie a pătratului uneia dintre componentele vitezei particulelor de gaz.

Pentru a găsi valoarea mărimii $(v^2)_m$ ne bazăm pe unul dintre rezultatele fundamentale ale mecanicii statistice clasice, cunoscut ca *echipartiția energiei*: fiecare grad de libertate al unui sistem care a ajuns la echilibru va avea în medie aceeași energie dată de

$$\bar{E} = \frac{1}{2} kT, \qquad (F.5)$$

unde T este temperatura (măsurată de la zero absolut), iar k este constanta fundamentală a mecanicii statistice, cunoscută sub numele de constanta lui Boltzmann, a cărei valoare depinde de unitățile alese pentru temperatură. (Bara de deasupra indică media în timp, *nu* în raport cu gradele de libertate.) Ar trebui să mergem prea departe în domeniu pentru a spune cu precizie ce înțelegem prin „grad de libertate" al unui sistem fizic, în plus față de faptul că fiecare grad de libertate dă o contribuție aditivă independentă la energia totală a sistemului. Pentru scopul nostru actual este suficient să observăm că fiecare particulă de gaz aflată în mișcare liberă are o contribuție aditivă la energia totală egală cu

$$\frac{1}{2} m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2),$$

unde v_x, v_y și v_z sunt componentele vitezei particulei în lungul a trei direcții ortogonale oarecare, să zicem nord, est și sus. Fiecare componentă a fiecărei viteze este socotită ca un grad de

libertate independent, astfel că ecuaţia (F.5) ne spune că pentru un gaz de particule care se mişcă liber

$$\frac{1}{2} m\overline{v_x^2} = \frac{1}{2} m\overline{v_y^2} = \frac{1}{2} m\overline{v_z^2} = \frac{1}{2} kT. \qquad \text{(F.6)}$$

Echipartiţia funcţionează deoarece dacă diferitele grade de libertate ar avea energii medii diferite, ciocnirile sau alte interacţiuni ar lua energie de la acele grade de libertate cu energia mai mare decât energia medie şi ar da-o altora, până când energiile medii ar fi aceleaşi. Observăm că această mărime, energia medie pe un grad de libertate, are proprietatea esenţială că poate fi asociată cu temperatura. Dacă două sisteme izolate au energii medii pe grad de libertate diferite şi dacă cele două sisteme sunt puse în contact, atunci energia va curge de la sistemul cu energie medie pe grad de libertate mai mare spre celălalt, până când toate gradele de libertate ale sistemului compus vor avea aceeaşi energie. Am putea, dacă dorim, *să definim* temperatura sistemului ca energia medie a fiecărui grad de libertate, dar aceasta nu este uşor de măsurat. Din motive istorice se ia ca unitate ştiinţifică de temperatură gradul centigrad sau Celsius, definit ca 1/100 din diferenţa de temperatură dintre punctul de topire al gheţii şi cel de fierbere al apei la presiune atmosferică normală. Constanta lui Boltzmann face conversia între această unitate uzuală de temperatură şi energia medie pe grad de libertate. Măsurători moderne dau valoarea ei de $1{,}3807 \times 10^{-23}$ jouli/grad. În orice caz, indiferent ce unităţi de măsură folosim pentru temperatură, ecuaţia (F.5) dă o semnificaţie precisă temperaturii de zero absolut din fizica clasică: ea este temperatura la care fiecare grad de libertate are energia medie egală cu zero. Temperatura măsurată în grade centigrade, dar cu $T = 0$ luat ca zero absolut în loc de punctul de topire a gheţii, se spune că este măsurată în grade Kelvin, sau °K, sau pe scurt K. Pe această scară, punctul de topire a gheţii este de 273,16 K.

Revenind la presiunea gazului, ecuaţia (F.6) dă media în timp a pătratului fiecărei componente a vitezei fiecărei particule. Deoarece acestea sunt toate aceleaşi, ecuaţia (F.6) se aplică chiar dacă mediem pe toate particulele gazului. Dar acum nu mai avem nevoie să mediem în raport cu timpul, deoarece conservarea energiei

ne spune că media pe gradele de libertate a energiei pe grad de libertate nu poate varia cu timpul. (Ea este egală cu energia totală împărțită la numărul total de grade de libertate.) Fiecare componentă a vitezei particulelor de gaz mediată peste particule este deci dată de

$$\frac{1}{2}m(v^2)_{\mathrm{m}} = \frac{1}{2}kT. \tag{F.7}$$

Factorii $\frac{1}{2}$ se simplifică și, folosind aceasta în (F.4), avem

$$p = nkt. \tag{F.8}$$

Observăm că masa m a particulelor gazului a dispărut. Atunci numărul de particule de gaz într-un volum V,

$$nV = pV/kT,$$

este același pentru toate gazele dintr-un volum dat V, presiune p și temperatură T. Aceasta este justificarea ipotezei lui Avogadro.

Până când s-a stabilit scara maselor atomice, sarcinilor, razelor etc., la începutul secolului XX, fizicienii și chimiștii nu puteau calcula cu precizie bună numărul moleculelor de gaz dintr-un volum dat. Din acest motiv legea gazelor (F.8) a fost și este în mod obișnuit scrisă în diferite forme. În loc de a lucra cu n, numărul particulelor de gaz din unitatea de volum, se introduce densitatea ρ, masa unității de volum. Pentru particule de gaz cu masa m densitatea este

$$\rho = nm. \tag{F.9}$$

Mai mult, putem exprima masa m ca masa moleculară μ a moleculelor de gaz înmulțită cu masa m_1 corespunzătoare unei molecule având unitatea de masă atomică

$$m = \mu m_1 \tag{F.10}$$

sau, echivalent, deoarece numărul lui Avogadro N_0 este definit ca $1/m_1$,

$$m = \mu/N_0. \tag{F.11}$$

Ca urmare, legea gazului (F.8) poate fi scrisă

$$p = \rho RT/\mu \qquad \text{(F.12)}$$

unde R este așa numita constantă a gazelor,

$$R = k/m_1 = kN_0. \qquad \text{(F.13)}$$

Ideea aici este că, măsurând presiunea, densitatea și temperatura gazelor de mase moleculare cunoscute, îl putem evalua direct pe R. În acest fel, încă din secolul al XIX-lea a devenit cunoscut că R are valoarea 8,3 × 10³ jouli/kg-K. Cunodcând pe R se poate afla fie valoarea constantei lui Boltzmann k, fie unitatea de masă atomică m_1 (sau echivalent N_0) dacă este cunoscută cealaltă.

De exemplu, încă din 1901, într-un faimos studiu asupra termodinamicii radiației, Max Planck a reușit să evalueze constanta lui Boltzmann $k \approx 1{,}34 \times 10^{-23}$ jouli/K. Folosind ecuația (F.13) și valoarea lui $R = 8{,}27 \times 10^3$ jouli/kg-K a constantei gazelor, Planck a calculat că

$$m_1 = k/R = \frac{1{,}34 \times 10^{-23}}{8{,}27 \times 10^3} 1{,}62 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

sau echivalent

$$N_0 = 1/m_1 = 6{,}17 \times 10^{26}/\text{kg}.$$

Mai mult, folosind valoarea unui faraday (luată din studiile asupra electrolizei)

$$F \equiv e/m_1 \equiv eN_0 = 9{,}63 \times 10^7 \text{ coulombi/kg},$$

Planck a reușit să calculeze sarcina electronului

$$e = Fm_1 = 9{,}63 \times 10^7 \times 1{,}62 \times 10^{-27} = 1{,}56 \times 10^{-19} \text{ coulombi.}$$

Zece ani mai târziu, Millikan a făcut o măsurătoare directă a sarcinii electronului și a găsit

$$e = 1{,}592 \times 10^{-19} \text{ coulombi.}$$

Luând valoarea unui faraday $F = 9{,}65 \times 10^7$ coulombi/kg, Millikan a reușit să calculeze numărul lui Avogadro

$$N_0 = \frac{9{,}65 \times 10^7}{1{,}592 \times 10^{-19}} = 6{,}062 \times 10^{26} \text{ kg},$$

sau echivalent

$$m_1 = 1/N_0 = 1{,}65 \times 10^{-27} \text{ kg}.$$

De asemenea, luând constanta gazelor ca $R = 8{,}32 \times 10^3$ jouli/kg-K, Millikan a putut calcula constanta lui Boltzmann

$$k = R/N_0 = \frac{8{,}32 \times 10^3}{6{,}062 \times 10^{26}} = 1{,}372 \times 10^{-23} \text{ jouli/K}.$$

Principiul echipartiției energiei permite de asemenea o evaluare simplă a energiei conținute într-un gaz. Conform ecuației (F.6), fiecare particulă de gaz are o energie cinetică medie

$$\frac{1}{2}\, m\overline{v_x^{\,2}} + \frac{1}{2}\, m\overline{v_y^{\,2}} + \frac{1}{2}\, m\overline{v_z^{\,2}} = \frac{3}{2} kT.$$

Dacă fiecare particulă are masa m, atunci energia pe unitatea de masă este

$$\varepsilon = \frac{3}{2}\, kT/m = \frac{3}{2}\, RT/\mu.$$

De fapt, această relație este corectă numai pentru gazele monoatomice cum este heliul. Pentru un gaz ale cărui molecule sunt diatomice, ca O_2 sau N_2, mai există două grade de libertate corespunzând celor două unghiuri necesare pentru a specifica orientarea moleculei; așa că există o energie suplimentară de $2 \times \frac{1}{2} kT$ per moleculă, iar energia pe unitatea de masă este

$$\varepsilon = \frac{5}{2}\, RT/\mu.$$

De exemplu, pentru oxigen $\mu = 32$, așa că la temperatura obișnuită a camerei $T = 300$ K, energia termică dintr-un kilogram de oxigen este

$$\frac{5}{2} \times 8{,}3 \times 10^3 \times 300/32 = 1{,}9 \times 10^5 \text{ jouli}.$$

Măsurarea energiei necesare pentru a produce o anumită variaţie a temperaturii unei mase date de gaz reprezintă un mod alternativ de a evalua constanta gazelor *R*.

G Experimentul lui Millikan cu picătura de ulei

Aici vom aplica legea a doua a lui Newton şi Legea lui Stokes a vâscozităţii pentru a arăta cum a putut fi folosită măsurarea mişcării picăturilor de ulei făcută de Millikan pentru a obţine o valoare a sarcinii electrice purtate de aceste picături.

Presupunem că o picătură de ulei cade sub influenţa gravitaţiei în absenţa unui câmp electric. Conform ecuaţiei (A.3), ea este supusă forţei de gravitaţie dirijată în jos

$$F_{grav} = mg, \tag{G.1}$$

unde m este masa picăturii şi g = 9,806 m/s^2. Căderii particulei i se opune vâscozitatea aerului, care produce o forţă a cărei componentă îndreptată în jos este dată de legea lui Stokes ca

$$F_{vâs} = -6\pi\eta a v, \tag{G.2}$$

unde π = 3,14159..., η este un parametru numit vâscozitatea aerului, pe care Millikan l-a luat cu valoarea de $1{,}825 \times 10^{-5}$ newtoni-sec/m^2; a este raza picăturii de ulei, iar v este viteza în jos. Semnul minus în ecuaţia (G.2) arată că această forţă acţionează în sensul opus vitezei, adică în sus.

În momentul iniţial, când picătura începe să cadă, viteza ei este mică, aşa încât (G.1) este mai mare decât (G.2) şi picătura este accelerată în jos. Apoi, pe măsură ce viteza creşte, mărimea forţei datorate vâscozităţii (G.2) creşte, aşa că forţa netă în jos şi deci şi acceleraţia scad. În cele din urmă viteza atinge o valoare la care (G.2) anulează efectul lui (G.1) şi în continuare picătura cade cu această viteză, fără nici un fel de acceleraţie ulterioară. Tragem deci concluzia că viteza „limită“ v_0 pe care o atinge în final picătura poate fi aflată egalând cu zero suma ecuaţiilor (G.1) şi (G.2):

$$0 = mg - 6\pi\eta a v_0. \tag{G.3}$$

Ştim densitatea ρ a picăturii (masa pe unitatea de volum), aşa că avem la dispoziţie şi o altă relaţie între m şi a, anume că masa este egală cu volumul picăturii $4\pi a^3/3$ înmulţit cu ρ

$$m = 4\pi a^3\rho/3. \qquad \text{(G.4)}$$

Folosind (G.4) în (G.3) obţinem

$$0 = 4\pi a^3\rho g/3 - 6\pi\eta a v_0$$

şi putem afla raza picăturii

$$a = \sqrt{\frac{9\eta v_0}{2g\rho}}. \qquad \text{(G.5)}$$

Introducând aceasta în (G.4) obţinem că masa picăturii este

$$m = \frac{4\pi\rho}{3}\left(\frac{9\eta v_0}{2g\rho}\right)^{3/2}. \qquad \text{(G.6)}$$

Folosind (G.5) şi (G.6) acum putem deduce masa şi raza unei picături de densitate cunoscută din viteza ei limită.

Să presupunem acum că picătura de ulei se deplasează nu numai sub influenţa gravitaţiei şi a vâscozităţii aerului, ci şi a unui câmp electric E îndreptat în jos, care produce o forţă electrică având o componentă orientată în jos

$$F_{\text{elec}} = qE \qquad \text{(G.7)}$$

asupra unei picături cu sarcina q. (Presupunem aici că q era negativ astfel că şi F_{elec} era negativă, ceea ce înseamnă că de fapt forţa electrică era orientată în sus.) În prezenţa câmpului electric, viteza limită a picăturii de ulei se calculează din nou din condiţia ca acceleraţia, şi deci forţa care acţionează asupra picăturii, să se anuleze, numai că acum această condiţie se scrie astfel

$$0 = F_{\text{grav}} + F_{\text{vâs}} + F_{\text{elec}}. \qquad \text{(G.8)}$$

Folosind (G.1), (G.2) şi (G.7) găsim că aceasta înseamnă

$$0 = mg - 6\pi\eta a v + qE,$$

de unde obţinem pentru sarcina picăturii

$$q = (-mg + 6\pi\eta av)/E. \qquad (G.9)$$

Fiecare picătură trebuie să fie observată mai întâi când cade, în absenţa câmpului electric, pentru a-i afla m şi a, apoi când urcă, în prezenţa câmpului electric, pentru a-i afla sarcina.

Înainte de a introduce numerele pentru a vedea cum funcţionează această metodă, trebuie să menţionăm două corecţii la această analiză simplă, amândouă fiind făcute de Millikan.

Mai întâi, există un efect de plutire în aer. Încă din timpul lui Arhimede se ştia că un corp scufundat într-un fluid îşi reduce greutatea aparent cu o mărime egală cu greutatea fluidului dizlocuit de corp. În situaţia de faţă, acest efect reduce forţa de gravitaţie de la valoarea (G.1) la

$$F_{grav} = mg - \frac{4\pi}{3} a^3 \rho_{aer}\, g.$$

Reamintindu-ne relaţia (G.4), observăm că efectul imersării în lichid se reduce la a înlocui peste tot în ecuaţiile noastre densitatea uleiului ρ cu densitatea efectivă

$$\rho_{ef} = \rho - \rho_{aer}. \qquad (G.10)$$

Densitatea aerului la temperatura camerei şi presiunea atmosferică de la nivelul mării este de 1,2 kg/m^3, iar densitatea uleiului lui Millikan era de $0{,}9199 \times 10^3$ kg/m^3, astfel că densitatea care trebuie folosită în ecuaţiile noastre este

$$\rho_{ef} = 0{,}9187 \times 10^3 \text{ kg/m}^3.$$

Cea de-a doua corecţie făcută de Millikan era ceva mai complicată şi, de asemenea, mult mai importantă numeric. Aceasta apare datorită faptului că legea lui Stokes nu este foarte precisă pentru picături atât de mici încât raza picăturii este numai cu puţin mai mare decât drumul liber mediu al moleculelor de aer între ciocniri, l. În această situaţie, aerul care curge în jurul picăturii nu se comportă strict ca un fluid lin, aşa cum a presupus

Stokes, ci acționează într-o anumită măsură ca un grup de molecule aflate în mișcare liberă. Pentru a ține seama de aceasta, Millikan a înlocuit vâscozitatea η a aerului cu o vâscozitate efectivă, care a presupus că are forma

$$\eta_{ef} = \eta/(1 + Al/a), \tag{G.11}$$

unde A este o constantă, independentă de dimensiunea particulei sau de proprietățile aerului. Un calcul teoretic dăduse $A = 0{,}788$, dar Millikan a găsit că valoarea A = 0,874 ar fi mai potrivită, în sensul că sarcinile electronice măsurate cu diferite picături ar fi aproape egale între ele dacă în calcul se folosește această valoare a lui A. Aceasta este valoarea care trebuie folosită în ecuația (G.5) pentru a afla raza a a picăturii. În principiu, deoarece η_{ef} depinde de a, ar fi trebuit să rezolvăm o ecuație destul de complicată pentru a-l afla pe a. Din fericire, l/a este foarte mic, așa că η_{ef} este foarte aproape de η și deci într-o aproximație rezonabilă putem utiliza valoarea necorectată a lui a în (G.11) pentru a afla vâscozitatea efectivă

$$\eta_{ef} \approx \eta\Bigg/\left(1+Al\sqrt{\frac{2g\rho_{ef}}{9\eta v_0}}\right), \tag{G.12}$$

[unde am inclus acum corecția de plutire (G.10)], și apoi putem folosi aceasta în locul lui η în ecuația (G.5) pentru a afla raza picăturii

$$a = \sqrt{\frac{9\eta_{ef}v_0}{2g\rho_{ef}}} \tag{G.13}$$

și masa efectivă a picăturii

$$m_{ef} = \frac{4\pi}{3}\rho_{ef}a^3 = \frac{4\pi}{3}\rho_{ef}\left(\frac{9\eta_{ef}v_0}{2g\rho_{ef}}\right)^{3/2}. \tag{G.14}$$

Sarcina picăturii se calculează apoi din (G.9) folosind valorile efective pentru masă și vâscozitate

$$q = (-m_{ef}g + 6\pi\eta_{ef}av)/E. \tag{G.15}$$

Pentru a vedea cum funcționează metoda din punct de vedere numeric să considerăm picătura numărul 16 din lucrarea lui Millikan din 1911. S-a observat că în absența câmpului electric această picătură cade cu viteza limită de $5{,}449 \times 10^{-4}$ m/s. Luând densitatea efectivă (G.10) a uleiului de $0{,}9187 \times 10^3$ kg/m³, vâscozitatea necorectată a aerului η de $1{,}825 \times 10^{-5}$ newtoni s/m², și drumul liber mijlociu al moleculelor de aer de $8{,}6 \times 10^{-8}$ metri, vâscozitatea efectivă (G.12) este

$$\eta_{cf} = \frac{1{,}825 \times 10^{-5}}{1 + 0{,}874 \times 9{,}6 \times 10^{-8} \times \sqrt{\dfrac{2 \times 9{,}806 \times 0{,}9187 \times 10^3}{9 \times 1{,}825 \times 10^{-5} \times 5{,}449 \times 10^{-4}}}}$$

$$= 1{,}759 \times 10^{-5} \text{ newtoni-s/m}^2.$$

Raza picăturii poate fi acum calculată din ecuația (G.13)

$$a = \sqrt{\frac{9 \times 1{,}759 \times 10^{-5} \times 5{,}449 \times 10^{-4}}{2 \times 9{,}806 \times 0{,}9187 \times 10^3}} = 2{,}188 \times 10^{-6} \text{ metri.}$$

Masa efectivă a picăturii este dată de ecuația (G.14) ca

$$m_{cf} = \frac{4\pi}{3} \times 0{,}9187 \times 10^3 \times (2{,}188 \times 10^{-6})^3$$
$$= 4{,}03 \times 10^{-14} \text{ kg.}$$

În prezența unui câmp electric $E = 3{,}178 \times 10^5$ volt/metru, s-a observat că picătura urca la început cu viteza $v = -5{,}746 \times 10^{-4}$ m/s. (Semnul minus apare deoarece v a fost definită ca fiind componenta vitezei în jos, iar picătura urcă. Înseamnă că forța de vâscozitate acționează aici în același sens cu gravitația.) Ecuația (G.15) dă atunci sarcina electrică a picăturii ca

$$q = [-(4{,}03 \times 10^{-14} \times 9{,}806) - (6\pi \times 1{,}759 \times 10^{-5} \times 2{,}188 \times 10^{-6} \times 5{,}746 \times 10^{-4})]/(3{,}178 \times 10^5)$$
$$= -2{,}555 \times 10^{-18} \text{ coulombi.}$$

Aceasta nu ne spune cât este sarcina electronului, deoarece ar trebui să știm care e numărul de electroni în exces din picătură.

Millikan a rezolvat această problemă repetând de mai multe ori experienţa cu aceeaşi picătură în prezenţa şi în absenţa câmpului, şi calculând sarcina electrică a picăturii la fiecare urcare în prezenţa câmpului electric, observând că variaţia sarcinii la urcările succesive era întotdeauna aproape de un multiplu întreg al aceleiaşi cantităţi de sarcină. Strângând toate aceste date, în 1911 Millikan a tras concluzia că electronul are o sarcină $-e$ egală cu $(-1{,}592 \pm 0{,}003) \times 10^{-19}$ coulombi. În particular, el a putut calcula că numărul sarcinilor electronice suplimentare de pe picătură la prima ei urcare era

$$\frac{-2{,}555 \times 10^{-18}}{-1{,}592 \times 10^{-19}} = 16{,}05.$$

Aceasta înseamnă că la prima ei urcare picătura numărul 16 purta 16 sarcini electronice suplimentare. Diferenţa infimă (de $0{,}05/16 \approx 0{,}3$ procente) poate fi uşor înţeleasă ca datorându-se micilor erori întâmplătoare de măsură.

Cea mai mare eroare individuală în experimentul lui Millikan a provenit nu din măsurătorile propriu-zise făcute de el, ci din faptul că a folosit pentru vâscozitatea aerului o valoare care, după cum se ştie acum, era prea mică. Valoarea lui η la temperatura la care şi-a făcut experimentele (23° C) acceptată în prezent este de $1{,}844 \times 10^{-5}$ newtoni-s/m^2, cu 1 procent mai mare decât valoarea lui Millikan. Corectarea acestei erori a avut ca efect creşterea lui η_{ef} cu aproape 1 procent, creşterea masei picăturii cu 1,5 procente şi creşterea tuturor sarcinilor cu 1,5 procente. În particular, dacă se efectuează corecţia referitoare la creşterea lui η, valoarea sarcinii electronice dată de Millikan în 1911 ar deveni $(-1{,}616 \pm 0{,}003) \times 10^{-19}$ coulombi.

H Dezintegrarea radioactivă

Vom deduce aici legea exponenţială a dezintegrării radioactive şi vom arăta cum poate fi ea folosită pentru a estima vârsta elementelor radioactive.

Timpul de înjumătăţire $t_{1/2}$ al unui element radioactiv este timpul în care o jumătate din orice probă a acelui element va suferi o dezintegrare. Dacă pornim cu N_0 atomi ai elementului radioactiv

și așteptăm un timp t, atunci s-a scurs o fracțiune $t/t_{1/2}$ din timpul de înjumătățire, iar numărul atomilor se va fi redus de un număr de ori reprezentând puterea $t/t_{1/2}$ a lui $\frac{1}{2}$, și astfel numărul atomilor rămași va fi

$$N = \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_{1/2}} N_0. \qquad \text{(H.1)}$$

De exemplu, radiul are un timp de înjumătățire de 1 600 ani; așa că din radiul care ar fi fost prezent în pământ acum $4{,}5 \times 10^9$ ani când acesta s-a format a rămas o fracțiune de

$$\left(\frac{1}{2}\right)^{4,5 \times 10^9/1,6 \times 10^3} \approx 10^{-850000}.$$

Faptul că această fracțiune este atât de mică ne convinge că radiul rămas azi pe pământ trebuie să fi fost produs prin dezintegrarea radioactivă a elementelor cu viață mai lungă.

Acest tip de calcul poate fi inversat, ca să aflăm timpul necesar pentru o anumită scădere a radioactivității. Pentru a-l afla pe t din (H.1) trebuie să folosim logaritmii. Reamintiți-vă că logaritmul oricărui număr este puterea (nu neapărat întreagă) la care trebuie ridicat 10 pentru a da acel număr; de exemplu, $10^0 = 1$, $10^1 = 10$, $10^2 = 100$ etc., și deci

$$\log 1 = 0, \log 10 = 1, \log 100 = 2 \text{ etc.}$$

De asemenea, $10^{-1} = 0{,}1$, $10^{-2} = 0{,}01$ etc., așa că

$$\log 0{,}1 = -1, \log 0{,}01 = -2 \text{ etc.}$$

Mai departe, $2 = 10^{0,3010}$, $3 = 10^{0,4771}$ etc., și atunci

$$\log 2 = 0{,}3010, \log 3 = 0{,}4771 \text{ etc.}$$

De asemenea, dacă $\log x = a$ și $\log y = b$, atunci $x = 10^a$ și $y = 10^b$; iar $xy = 10^a \times 10^b = 10^{a+b}$, deci

$$\log (xy) = \log x + \log y. \qquad \text{(H.2)}$$

În mod asemănător

$$\log (x/y) = \log x - \log y. \qquad \text{(H.3)}$$

În sfârșit, dacă $\log x = a$, atunci $x = 10^a$; așa că $x^y = 10^{ay}$ și deci

$$\log(x^y) = y \log x. \qquad \text{(H.4)}$$

Pentru a rezolva ecuația (H.1) trebuie să luăm logaritmii ambilor membri. Aceasta dă

$$\log (N/N_0) = (t/t_{1/2}) \times \log \left(\frac{1}{2}\right) = -0{,}3010 \times (t/t_{1/2}). \qquad \text{(H.5)}$$

De exemplu, numărul de timpi de înjumătățire necesar pentru ca radioactivitatea unei probe să scadă la 1 procent din intensitatea ei inițială este

$$t/t_{1/2} = \frac{\log (0{,}01)}{(-0{,}3010)} = \frac{-2}{-0{,}3010} = 6{,}64.$$

Putem de asemenea folosi măsurători ale intensității radioactivității pentru a afla vârsta unei probe radioactive, chiar dacă nu cunoaștem decât rapoarte ale diferitelor abundențe inițiale. Să presupunem că există doi izotopi ai unui element, care au fost produși inițial (de exemplu în stele) în raportul $N_{1_0}/N_{2_0} = r_0$, și care acum se găsesc în raportul $N_1/N_2 = r$. Aplicând relația (H.1) ambilor izotopi, avem

$$N_1 = \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_1} N_{1_0},$$

$$N_2 = \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_2} N_{2_0},$$

unde t_1 și t_2 sunt timpii de înjumătățire ai izotopilor 1 și 2. Raportul acestor două ecuații este

$$r = \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_1 - t/t_2} r_0.$$

Luând logaritmul, găsim

$$\log r - \log r_0 = \left(\frac{t}{t_1} - \frac{t}{t_2}\right) \log \frac{1}{2}$$

sau, rezolvând pentru t,

$$t = \frac{\log r - \log r_0}{\left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2}\right)\log\frac{1}{2}}. \qquad \text{(H.6)}$$

De exemplu, ^{235}U și ^{238}U au timpi de înjumătățire de $0,714 \times 10^9$ ani și respectiv $4,501 \times 10^9$ ani; se crede că atunci când s-au format, raportul abundențelor lor era aproximativ

$$r_0 \equiv (^{235}U/^{238}U)_{\text{inițial}} = 1,65;$$

iar acum raportul abundențelor lor este

$$r \equiv (^{235}U/^{238}U)_{\text{acum}} = 0,00723.$$

Ecuația (H.6) dă atunci vârsta uraniului

$$t_U = \frac{\log(0,00723) - \log(1,65)}{\left(\frac{1}{0,714 \times 10^9} - \frac{1}{4,501 \times 10^9}\right) \times \log\frac{1}{2}}.$$

Logaritmii care apar aici sunt

$$\log(0,00723) = -2,1409,$$
$$\log(1,65) = 0,2175,$$
$$\log(1/2) = -0,3010,$$

și găsim că vârsta uraniului este de $6,65 \times 10^9$ ani. Universul trebuie să aibă cel puțin această vârstă.

Știind timpul de înjumătățire al unui element, putem calcula rata cu care atomii individuali suferă dezintegrările radioactive. Să presupunem că pornim cu N_0 atomi ai unui element radioactiv și așteptăm un timp scurt, t. Dacă la sfârșitul acestui interval rămân N atomi, înseamnă că s-au dezintegrat $N_0 - N$ atomi, iar probabilitatea ca un atom oarecare să se dezintegreze este $(N_0 - N)/N_0$. Conform ecuației (H.1) aceasta este dată de

$$\begin{array}{c}\text{Probabilitatea}\\ \text{de dezintegrare în}\\ \text{timpul scurt } t\end{array} = \frac{N_0 - N}{N_0} = 1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_{1/2}}. \qquad \text{(H.7)}$$

Pentru a evalua această expresie, folosim formula pentru puterile mici ale oricărui număr

$$a^{\varepsilon} \approx 1 + \varepsilon\,(\log a)/M \qquad \text{(H.8)}$$

unde M este numărul fix 0,4343 ... Ecuația (H.8) este o aproximație valabilă pentru valori ε atât de mici încât termenii proporționali cu ε^2 să poată fi neglijați. Aplicând aceasta în ecuația (H.7), cu $a = 1/2$ și $\varepsilon = t/t_{1/2}$, găsim că probabilitatea ca un atom să se dezintegreze într-un interval de timp mult mai mic decât $t_{1/2}$ este

$$\begin{aligned}\text{Probabilitatea de dezintegrare în timpul scurt } t &\approx -\left(\frac{t}{t_{1/2}}\right)\left(\log\frac{1}{2}\right)/M \\ &= \left(\frac{0{,}3010}{0{,}4343}\right)\left(\frac{t}{t_{1/2}}\right) = 0{,}6931\left(\frac{t}{t_{1/2}}\right). \qquad \text{(H.9)}\end{aligned}$$

De exemplu, dacă avem un atom de radiu, cu $t_{1/2} = 1\,600$ de ani, atunci probabilitatea ca el să se dezintegreze în primii 10 ani de observație este

$$0{,}6931 \times \frac{10}{1600} = 0{,}43 \text{ procente.}$$

[Pentru a verifica ecuația (H.8) și a vedea cum se calculează M, să evaluăm puterea $1/\varepsilon$ membrului stâng. Putem scrie acest termen mai elegant ca

$$[1+\varepsilon(\log a)/M]^{1/\varepsilon} = [(1+\delta)^{1/\delta}]^{(\log a)/M}.$$

unde $\delta \equiv \varepsilon\,(\log a)/M$. Pentru ε foarte mic, și δ este foarte mic, iar mărimea $(1+\delta)^{1/\delta}$ tinde spre o limită numită e (a nu se confunda cu sarcina electronului). De exemplu, luând d = 0,01 sau 0,0001, sau 0,000001, putem calcula că

$$(1{,}01)^{100} = 2{,}704814,$$

$$(1{,}0001)^{10000} = 2{,}718146,$$

$$(1{,}000001)^{1000000} = 2{,}718282.$$

Convergența acestor numere arată (fără a demonstra de fapt) că, pentru η mic, $(1 + \delta)^{1/\delta}$ tinde spre o limită apropiată de 2,71828. O valoare mai precisă a acestei limite este

$$e \equiv \lim_{\text{când } \delta \to 0} (1 + \delta)^{1/\delta} = 2{,}7182818.$$

Punând $(1 + \delta)^{1/\delta}$ egal cu e avem

$$[1 + \varepsilon(\log a)/M]^{1/\varepsilon} \simeq e^{(\log a)/M} = 10^{(\log e)(\log a)/M}.$$

Ca urmare luăm

$$M = \log e = 0{,}4342944819,$$

astfel că

$$[1 + \varepsilon(\log a)/M]^{1/\varepsilon} \simeq 10^{(\log a)} = a.$$

Ridicând ambii membri la puterea ε, obținem ecuația (H.8), verificând în acest fel formula și confirmând valoarea lui M.]

Mărimea $t_{1/2}/0{,}6931$ care apare în (H.9) are o altă semnificație specială: este *timpul mediu de viață* t_m al fiecărui atom al unui element radioactiv. Pentru a vedea aceasta, să presupunem că avem un atom al unei substanțe radioactive oarecare, înțelegând prin aceasta că dacă suferă o dezintegrare radioactivă, este imediat înlocuit de un alt atom. Dacă așteptăm un timp T mult mai mare decât timpul de înjumătățire, atunci numărul de dezintegrări pe care le observăm, înmulțit cu timpul mediu dintre dezintegrări, t_m, trebuie să fie egal cu T și deci

$$\text{Numărul de dezintegrări} = T/t_m.$$

Dar, deoarece avem un atom prezent în toată această perioadă, există o probabilitate uniformă de dezintegrare în orice interval mic de timp t, egal cu numărul dezintegrărilor înmulțit cu fracțiunea t/T din timpul total:

$$\text{Probabilitatea de dezintegrare într-un timp scurt } t = \frac{T}{t_m} \times \frac{t}{T} = \frac{t}{t_m}.$$

Comparând această relație cu ecuația (H.9) vedem că formulele sunt compatibile dacă și numai dacă timpul mediu de viață al unui atom este

$$t_m = t_{1/2}/0,6931 = 1,4427\, t_{1/2}. \qquad (H.10)$$

De exemplu, timpul mediu de viață al unui atom de radiu nu este egal cu timpul de înjumătățire de 1 600 de ani, ci cu 1 600 × 1,4427 = 2 300 ani.

Aceste observații sugerează o metodă de folosire a radioactivității pentru a estima masa atomică m. Să presupunem că putem măsura timpul de înjumătățire al unui element radioactiv; de exemplu, observăm că în zece ani radioactivitatea unei probe de radiu a scăzut la 99,568 din intensitatea sa inițială și, folosind relația (H.5), tragem concluzia că timpul de înjumătățire este de

$$t_{1/2} = \frac{-\,0,3010 \times 10 \text{ ani}}{\log(0,99568)} = 1\,600 \text{ ani}.$$

Să presupunem de asemenea că avem o probă de masă m a acestui element radioactiv, destul de mică pentru a-i putea măsura dezintegrările radioactive individuale, de exemplu prin numărarea scânteilor produse atunci când particulele alfa emise de radiu lovesc ecranul de sulfură de zinc. Numărul dezintegrărilor observate într-un timp scurt, t, va fi egal cu probabilitatea (H.9) de dezintegrare a unui singur atom înmulțită cu numărul $m/\mu m_1$ al atomilor din probă

$$\text{Numărul de dezintegrări} = 0,693 \left(\frac{t}{t_{1/2}}\right) \times \frac{m}{\mu m_1}. \qquad (H.11)$$

(Aici μ este masa atomică, iar m_1 este masa corespunzătoare unității atomice de masă; deci μm_1 este masa unui atom.) Măsurând numărul dezintegrărilor în unitatea de timp și cunoscând m, μ și $t_{1/2}$, putem folosi relația pentru a afla masa atomică m_1, sau, echivalent, pentru a afla numărul lui Avogadro $N_0 \equiv 1/m_1$.

I Energia potențială a atomilor

Vom deduce aici o formulă pentru energia potențială a unei particule încărcate aflate la o distanță dată de nucleul atomic și

o vom folosi pentru a estima distanța cea mai mică față de nucleu până la care poate pătrunde o particulă alfa cu o viteză dată.

Considerăm o particulă cu sarcina electrică q, la o distanță r de un nucleu cu sarcina q'. Energia potențială a acestei particule va fi notată cu $V(r)$, pentru a sublinia faptul că depinde de r. Pentru a-l afla pe $V(r)$, să ne imaginăm că particula este împinsă de câmpul electric al nucleului de la r la r', unde r' este foarte apropiat de r. Deoarece distanța parcursă este foarte scurtă, forța rămâne practic constantă în timpul acestei deplasări, aproximativ valoarea ei din r, care e dată de legea lui Coulomb

$$F = \left(\frac{k_c q q'}{r^2}\right).$$

Distanța parcursă este $r' - r$, așa că lucrul mecanic efectuat de câmp este $F \times (r' - r)$. Dar acesta este prin definiție egal cu scăderea energiei potențiale; așa că

$$V(r) - V(r') \simeq F \times (r' - r),$$

sau, cu alte cuvinte,

$$\frac{V(r') - V(r)}{r' - r} = - \mathrm{F} = \frac{-k_e q q'}{r^2} \qquad \text{(I.1)}$$

pentru r' foarte aproape de r. Deși „=“ înseamnă „aproximativ egal“, (I.1) trebuie înțeleasă ca o afirmație exactă asupra comportării diferenței $V(r') - V(r)$ când r' tinde spre r. În această limită, chiar dacă atât numărătorul cât și numitorul din membrul stâng al relației (I.1) se anulează, raportul lor trebuie să aibă o limită finită, egală cu $-F$. Această limită este cunoscută în calculul diferențial sub numele de *derivată* a lui $V(r)$.

Condiția (I.1) ne spune doar cum variază $V(r)$ cu r; ea nu ne dă nici o informație asupra valorii lui $V(r)$ la o valoare oarecare a lui r. Pentru orice $V(r)$ care satisface ecuația (I.1), putem afla o altă soluție a ei prin simpla adăugare a unei constante la $V(r)$. Pentru a-l fixa pe $V(r)$ putem adopta convenția destul de naturală că energia potențială se anulează la distanțe foarte mari de nucleu:

$$V(r) \text{ tinde la } 0 \text{ pentru } r \text{ foarte mare} \qquad \text{(I.2)}$$

Aceste condiții vor fi suficiente pentru a-l determina pe $V(r)$.

Deoarece lucrul mecanic este forța înmulțită cu distanța, iar forța este proporțională cu $1/r^2$, să presupunem că $V(r)$ este proporțional cu $1/r$,

$$V(r) = A/r$$

și să folosim (I.1) ca să verificăm această presupunere și să calculăm constanta A. Observăm că

$$V(r') - V(r) = A\left(\frac{1}{r'} - \frac{1}{r}\right) = A\ (r-r')/rr',$$

și deci

$$\frac{V(r') - V(r)}{(r' - r)} = -A/rr'.$$

În limita când r' tinde la r, membrul drept este $-A/r^2$; deci ecuația (I.1) este într-adevăr satisfăcută dacă A este $k_c qq'$. De asemenea, ecuația (I.2) este evident satisfăcută pentru $V(r)$ proporțional cu $1/r$. Tragem atunci concluzia că soluția noastră este

$$V(r) = \frac{k_c qq'}{r}. \tag{I.3}$$

Este important să precizăm că (I.3) satisface condiția (I.1) numai aproximativ, dar aproximația devine oricât de precisă când r' se apropie din ce în ce mai mult de r; așa că (I.3) trebuie privită ca o soluție exactă a problemei noastre. Acest calcul este tipic celor pentru care s-a inventat calculul diferențial și integral, iar metoda pe care am folosit-o ne oferă un exemplu elementar al metodelor acestui calcul.

Dacă o particulă alfa cu sarcina $q = 2e$ pornește de la infinit cu energia E_∞ și are viteza v când ajunge la distanța r de un nucleu cu sarcina $q' = Ze$, atunci, conform conservării energiei, energia inițială E_∞ trebuie să fie egală cu suma dintre energia potențială $V(r)$ și energia cinetică $1/2mv^2$:

$$E_\infty = \frac{2k_c Ze^2}{r} + \frac{1}{2}mv^2. \tag{I.4}$$

De exemplu, dacă particula alfa este dirijată drept spre nucleu, ea va ajunge în repaus la o distanță r_{min} dată de soluția ecuației (I.4) pentru $v = 0$:

$$r_{min} = \frac{2k_c Ze^2}{E_\infty}. \qquad (I.5)$$

Dacă particula alfa este accelerată artificial de o diferență de potențial de 10^8 volți, energia ei va fi de 2×10^8 electron volți (deoarece sarcina ei este $2e$) sau

$$2 \times 10^8 \times 1{,}6 \times 10^{-19} = 3{,}2 \times 10^{-11} \text{ jouli.}$$

Ecuația (I.5) dă distanța până la care particula alfa se poate apropia de nucleu

$$r_{min} = \frac{2 \times 8{,}987 \times 10^9 \times Z \times (1{,}6 \times 10^{-19})^2}{3{,}2 \times 10^{-11}}$$
$$= 1{,}4 \times 10^{-17}\, Z \text{ metri.}$$

Pentru aur Z este egal cu 79, astfel că particula alfa pătrunde până la o distanță de 10^{-15} metri de centrul nucleului, destul de aproape pentru ca de fapt să intre în nucleu.

J ÎMPRĂȘTIEREA RUTHERFORD

Vom prezenta aici formula dedusă de Rutherford pentru împrăștierea unei particule alfa de către un nucleu atomic și vom arăta cum a fost folosită această formulă pentru a verifica existența nucleului și a-i măsura sarcina.

Să presupunem că o particulă alfa este îndreptată spre un atom în așa fel încât, dacă n-ar fi deviată de nucleu, ar trece pe lângă el la o distanță b. Această mărime, distanța cea mai mică dintre particulă și nucleu dacă forțele ar fi în mod miraculos anulate, este cunoscută sub numele de *parametru de impact*. Aplicând mișcării particulei alfa cea de-a doua lege a lui Newton, pentru fiecare valoare a parametrului de impact putem calcula unghiul de împrăștiere ϕ, unghiul dintre direcțiile inițială și finală ale vitezei particulei alfa (vezi figura).

Nu vom putea da aici toate detaliile calculului, dar, din fericire, putem parcurge o bună bucată de drum spre răspunsul final folosind un mod de a raționa cunoscut sub numele de *analiză dimensională*. Această metodă se bazează pe principiul că valoarea unei mărimi oarecare, pe care încercăm s-o calculăm, nu poate depinde de unitățile folosite pentru măsurarea altor mărimi de care depinde ea. Împrăștierea Rutherford este un bun exemplu care arată puterea și limitele acestei metode.

Mai întâi trebuie să vedem care sunt parametrii de care ar putea depinde unghiul ϕ. El va depinde cu siguranță de parametrul de impact b și de viteza inițială v a particulei alfa. De asemenea, combinând legea a doua a lui Newton cu legea lui Coulomb, găsim că accelerația unei particule alfa aflată la distanța r de nucleu este

$$a = \frac{F}{m_\alpha} = \frac{k_e(2e)(Ze)}{m_\alpha r^2} \qquad \text{(J.1)}$$

și este dirijată radial, în sensul îndepărtării de nucleu. (Reamintim că sarcina particulei alfa este $2e$, unde $-e$ este sarcina electronului; sarcina nucleului se scrie ca Ze; m_α este masa particulei alfa iar k_e este constanta care apare în legea lui Coulomb.) Deci unghiul de împrăștiere va depinde de k_e, Z, e și m_α, dar *numai* în combinația unică*

$$2k_e Ze^2 / m_\alpha. \qquad \text{(J.2)}$$

Mărimile b, v și (J.2) sunt singurii parametri de care poate depinde unghiul ϕ.

Unghiul ϕ se măsoară în grade sau radiani, deci valoarea lui trebuie să fie independentă de sistemul de unități folosit pentru a măsura distanțele, timpul, masele sau sarcinile. De exemplu, știm fără a face vreun calcul că formula corectă pentru ϕ *nu* va fi ceva de tipul $\phi = 1/b$, sau $\phi = 1/v$, sau $\phi = 1/bv$, deoarece valorile numerice ale acestora depind de unitățile folosite pentru lungimi și

* Distanța r dintre particula alfa și nucleu nu este inclusă în (J.2), pentru că ea nu este unul din parametrii inițiali de care ar putea depinde ϕ, ci reprezintă o variabilă dinamică și se modifică în timpul ciocnirii într-un mod guvernat de legea a doua a lui Newton. (*N.a.*)

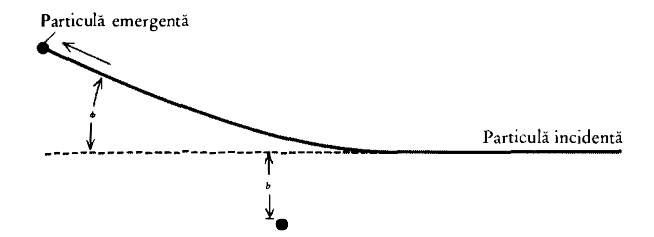


Diagrama schematică a unui eveniment de împrăștiere, în care se arată definiția parametrului de impact (*b*) și a unghiului de deviere (ϕ).

timp; de exemplu, dacă ϕ ar fi egal cu $1/b$, atunci unghiul de împrăștiere ar fi de 100 de ori mai mare dacă *b* este măsurat în centimetri în loc să fie măsurat în metri. Așa că problema este să-i strângem la un loc pe *b*, *v* și (J.2) într-o combinație *fără dimensiuni*, adică într-o combinație care nu depinde de unitățile folosite pentru distanțe, timp etc.

Unitățile expresiei care apare în (J.2) sunt cele de accelerație înmulțită cu distanța la pătrat, după cum se poate vedea direct din (J.1) (trebuie doar să-l mutăm pe r^2 în membrul stâng al ecuației). De asemenea, unitățile accelerației sunt distanța împărțită la timpul la pătrat (de ex. 9,8 m/s^2), așa că putem spune că unitățile lui (J.2) sunt

$$2k_e Ze^2/m_\alpha \sim (\text{distanță})^3 / (\text{timp})^2. \qquad (\text{J.3})$$

Printre parametrii inițiali nu se află timpul, dar avem viteza *v* ale cărei unități sunt

$$v \sim \text{distanță} / \text{timp}. \qquad (\text{J.4})$$

Pentru a construi o mărime independentă de unitățile în care se măsoară timpul, trebuie să-l împarțim pe (J.2) cu v^2. Aceasta ne dă o mărime cu unitățile

$$2k_e Ze^2 / m_\alpha v^2 \sim \text{distanță}. \qquad (\text{J.5})$$

În final, pentru a construi o mărime care este independentă de unităţile cu care se măsoară distanţa sau timpul, trebuie să împărţim (J.5) cu singura distanţă dintre parametrii noştri iniţiali, anume parametrul de impact b, şi astfel obţinem

$$2k_c Ze^2 / m_\alpha v^2 b. \qquad \text{(J.6)}$$

Concluzia noastră este că unghiul de împrăştiere ϕ poate depinde numai de această singură combinaţie a parametrilor problemei. Echivalent, inversând relaţia, putem spune că (J.6) se poate exprima ca o mărime $f(\phi)$ care depinde numai de unghiul de împrăştiere:

$$2k_c Ze^2/m_\alpha v^2 b = f(\phi). \qquad \text{(J.7)}$$

Parametrul de impact $b(\phi)$ pentru un unghi de împrăştiere ϕ este atunci dat de

$$b(\phi) = 2k_c Ze^2/m_\alpha v^2 f(\phi). \qquad \text{(J.8)}$$

Analiza dimensională nu ne poate spune nimic despre natura mărimii $f(\phi)$, dar, cu toate acestea, (J.8) conţine o mare cantitate de informaţii despre împrăştierea Rutherford. De exemplu, dacă suntem interesaţi de împrăştierea la un anumit unghi fixat ϕ, să zicem 90°, atunci parametrul de impact se dublează dacă dublăm sarcina Ze şi se reduce de patru ori dacă dublăm viteza v a particulei alfa. Se pot afla atât de multe cu atât de puţină muncă!

Rutherford a folosit mecanica newtoniană pentru a calcula orbitele particulelor alfa împrăştiate de nucleu şi a găsit că parametrul de impact b şi unghiul de deviere ϕ sunt legate prin

$$b(\phi) = \frac{2k_c Ze^2}{m_\alpha v^2 \mathrm{tg}(\phi/2)}. \qquad \text{(J.9)}$$

Aici „tg" este notaţia pentru mărimea dependentă de unghi care în trigonometrie se numeşte „tangentă": dacă desenăm un triunghi dreptunghic (adică unul având un unghi de 90° sau „drept"), ale cărui unghiuri ascuţite sunt θ şi $90° - \theta$, atunci tg θ este raportul dintre latura opusă unghiului θ şi latura opusă un-

ghiului 90° – θ. De exemplu, într-un triunghi unde ambele unghiuri ascuțite sunt egale cu 45°, laturile opuse unghiurilor ascuțite au lungimi egale, așa că raportul lor este unu și deci tg(45°) = 1. Formula lui Rutherford (J.9) ne spune că pentru φ = 90° parametrul de impact este

$$b(90^\circ) = \frac{2k_c Ze^2}{m_\alpha v^2}.$$

Aceasta este exact jumătate din distanța cea mai mică la care ajunge particula alfa față de nucleu, așa cum a fost calculată în ecuația (I.5).

Mai general, putem observa că (J.9) dă parametrului de impact o dependență plauzibilă de unghiul de deviere. Din interpretarea dată tangentei în triunghiul dreptunghic se vede că mărimea tg θ crește continuu de la valoarea 0 la φ = 0, la infinit, când θ = 90°. Rezultă că b este infinit pentru φ = 0, din cauză că o deviere zero este posibilă numai când particula alfa a ratat nucleul, și scade continuu când crește φ, deoarece cu cât ciocnirea este mai strânsă, cu atât mai mare este devierea, și se anulează pentru φ = 180°, deoarece particule alfa trebuie să ciocnească frontal nucleul pentru a se întoarce drept înapoi.

Să presupunem că, în loc să vrem să aflăm parametrul de impact pentru o anumită deviere sau invers, am dori să calculăm *distribuția* unghiurilor de împrăștiere pentru particulele alfa dirijate cu parametrii de impact întâmplători asupra unei foițe subțiri. Pentru a suferi o deviere *mai mare* decât un anumit unghi φ, particula alfa trebuie să aibă un parametru de impact mai mic decât $b(\phi)$ pentru un anumit nucleu din foiță. Ca urmare, ne putem imagina că $b(\phi)$ este raza unui mic disc care stă în fața fluxului de particule alfa incidente; o particulă alfa este deviată la un unghi mai mare decât unghiul φ dacă se întâmplă să fie dirijată (dacă n-ar fi deviată) astfel încât să lovească unul din aceste discuri. Fiecare disc are aria egală cu π înmulțit cu pătratul razei, sau

$$\sigma = \pi b(\phi)^2, \qquad \text{(J.10)}$$

cunoscută sub numele de secțiune eficace pentru împrăștierea la un unghi cel puțin egal cu φ. Pentru a afla distribuția unghiurilor

de deviere, trebuie să calculăm ce fracțiune din aria foiței este ocupată de aceste discuri. Masa M a foiței este egală cu masa m a atomului individual înmulțită cu numărul de atomi din foiță, deci

$$N = M/m. \tag{J.11}$$

De asemenea, masa foiței este egală cu densitatea ei ρ (masa unității de volum) înmulțită cu volumul foiței, iar volumul este dat de produsul suprafeței S cu grosimea l, deci

$$M = \rho S l. \tag{J.12}$$

Mai departe, masa atomului individual se poate exprima ca

$$m = A/N_0, \tag{J.13}$$

unde A este masa atomică iar N_0 este mărimea cunoscută ca fiind numărul lui Avogadro, definit astfel încât $1/N_0$ reprezintă masa unității atomice de masă ($1/N_0 = 1{,}67 \times 10^{-27}$ kg). Introducând (J.12) și (J.13) în (J.11) putem scrie numărul de atomi din foiță astfel

$$N = \rho S l N_0/A. \tag{J.14}$$

Probabilitatea $P(\phi)$ de împrăștiere la un unghi mai mare decât unghiul ϕ este dată de fracțiunea din aria S a foiței pe care o ocupă cele N discuri asociate atomilor din foiță, fiecare disc având aria $\sigma(\phi)$. Adică probabilitatea de împrăștiere este

$$P(\phi) = N\sigma(\phi)/S, \tag{J.15}$$

cu condiția ca discurile să nu se suprapună într-o măsură apreciabilă.

Introducând relația (J.14) observăm că aria S a foiței se simplifică și avem

$$P(\phi) = \rho l N_0 \sigma(\phi)/A. \tag{J.16}$$

Aceasta este o formulă foarte generală, aplicabilă tuturor proceselor de împrăștiere. De exemplu, în unele (dar *nu* în toate) reacțiile nucleare, secțiunea eficace $\sigma(0)$ pentru împrăștierea la *orice*

unghi este de ordinul ariei geometrice a nucleului, sau aproximativ 2×10^{-28} m^2 pentru nucleele de aur. Aurul are densitatea de aproximativ 2×10^4 kg/m^3 și masa atomică 197, astfel că probabilitatea de împrăștiere de către foița de aur este dată de (J.16) ca

$$(2 \times 10^4 \text{ kg/m}^3) \times l \times (6 \times 10^{26}/\text{kg}) \times (2 \times 10^{-28} \text{ m}^2)/197 = 12l,$$

unde l (ca toate celelalte lungimi aici) este exprimat în metri. Pentru o foiță relativ groasă, cu $l = 10^{-3}$ m , probabilitatea este de 1,2 procente. Pentru foițe mai groase, probabilitatea de împrăștiere se apropie de unitate; aceasta înseamnă că discurile încep să se suprapună într-o măsură apreciabilă, iar discuția de mai sus nu se mai aplică.

În cazul special al împrăștierii Rutherford, secțiunea eficace $\sigma(\phi)$ este dată de (J.9) și (J.10) ca

$$\sigma(\phi) = 4\pi Z^2 k_e^{\,2} e^4 / m_\alpha^{\,2} v^4 [\text{tg}(\phi/2)]^2. \qquad \text{(J.17)}$$

Rezultă că probabilitatea (J.16) de împrăștiere la un unghi ϕ sau mai mare este proporțională cu $1/[\text{tg}(\phi/2)]^2$. Verificarea acestei relații confirmă că forța asupra particulei alfa este într-adevăr proporțională cu inversul pătratului distanței. (În particular, dacă sarcina nucleară ar fi distribuită într-un volum mare, secțiunea eficace și probabilitățile s-ar anula mult mai repede când ϕ tinde la 180°.) În plus, folosind (J.17) împreună cu (J.16), vedem că probabilitatea de împrăștiere este proporțională cu Z^2; astfel că măsurarea acestei probabilități la un unghi oarecare dat ne permite să găsim valoarea sarcinii nucleare.

K Conservarea impulsului și ciocnirile particulelor

Vom descrie aici principiul conservării impulsului și îl vom folosi pentru a analiza relațiile dintre vitezele particulelor în cazul ciocnirilor frontale.

În forma ei cea mai familiară, legea a doua a lui Newton se scrie ca

$$F = ma,$$

unde F este forţa care acţionează asupra unei particule de masă m, iar a este acceleraţia imprimată acestei particule. Dar acceleraţia este rata de variaţie a vitezei, iar masa este constantă, astfel că ma este rata de variaţie a masei înmulţită cu viteza v:

$$F = \text{rata de variaţie a lui } mv. \qquad (K.1)$$

Mărimea mv este cunoscută sub numele de *impuls* al particulei. Ca şi v sau F, impulsul este o mărime cu direcţie, fiind specificată prin cele trei componente ale ei de-a lungul celor trei direcţii, să zicem nord, est şi sus.

Ce este foarte important în ce priveşte impulsul este că el se conservă. De exemplu, să presupunem că două particule notate cu A şi B se ciocnesc. Forţa pe care B o exercită asupra lui A este dată de (K.1) ca

$$F_{BA} = \text{rata de variaţie a impulsului } m_A v_A,$$

iar forţa pe care A o exercită asupra lui B este

$$F_{AB} = \text{rata de variaţie a impulsului } m_B v_B.$$

Dar legea a treia a lui Newton (acţiunea este egală cu reacţiunea) ne spune că

$$F_{BA} = -F_{AB}$$

unde semnul minus indică faptul că forţele acţionează în direcţii opuse. Atunci rezultă că

$$\text{rata de variaţie a impulsului } m_A v_A = \\ -\text{ rata de variaţie a impulsului } m_B v_B$$

sau, cu alte cuvinte,

$$\text{rata de variaţie a mărimii } m_A v_A + m_B v_B = 0. \qquad (K.2)$$

Adică, fiecare componentă a impulsului total $m_A v_A + m_B v_B$ al celor două particule se *conservă*: valoarea ei după ciocnire este aceeaşi cu cea dinainte.

Să aplicăm acum această relaţie ciocnirii frontale, în care după ciocnire particulele se deplasează pe aceeaşi direcţie ca şi înainte de ciocnire. În acest caz simplu e nevoie să ne ocupăm doar de componentele impulsului şi vitezei de-a lungul acestei direcţii. Vom folosi indicii 0 şi 1 pentru a deosebi vitezele înainte şi respectiv după ciocnire. Atunci (K.2) spune că

$$m_A v_{A0} + m_B v_{B0} = m_A v_{A1} + m_B v_{B1}. \qquad (K.3)$$

Mai avem o condiţie care trebuie impusă aici: dacă particulele nu se schimbă în timpul ciocnirii, atunci energia cinetică trebuie să se conserve la fel ca şi impulsul, astfel că

$$\frac{1}{2} m_A v_{A0}^2 + \frac{1}{2} m_B v_{B0}^2 = \frac{1}{2} m_A v_{A1}^2 + \frac{1}{2} m_B v_{B1}^2 \qquad (K.4)$$

În mod normal se cunosc vitezele iniţiale v_{A0}, v_{B0} şi dorim să calculăm vitezele finale v_{A1}, v_{B1}. Avem două ecuaţii pentru aceste două necunoscute, aşa că în general se poate obţine o soluţie.

Pentru a rezolva aceste ecuaţii, rezolvăm mai întâi (K.3) pentru v_{B1}:

$$v_{B1} = R(v_{A0} - v_{A1}) + v_{B0}, \qquad (K.5)$$

unde R este raportul maselor

$$R = m_A/m_B. \qquad (K.6)$$

Împărţind (K.4) la $m_B/2$ şi introducând valoarea găsită pentru v_{B1}, obţinem

$$Rv_{A0}^2 + v_{B0}^2 = Rv_{A1}^2 + [R(v_{A0} - v_{A1}) + v_{B0}]^2 =$$
$$= Rv_{A1}^2 + R^2(v_{A0}^2 - 2v_{A0}v_{A1} + v_{A1}^2) + 2R(v_{A0} - v_{A1})v_{B0} + v_{B0}^2.$$

Termenii în v_{B0}^2 se anulează; apoi, împărţind cu R găsim

$$v_{A0}^2 = v_{A1}^2 + R(v_{A0}^2 - 2v_{A0}v_{A1} + v_{A1}^2) + 2(v_{A0} - v_{A1})v_{B0}.$$

Să simplificăm forma expresiei strângând la un loc toţi termenii care au aceeaşi dependenţă de necunoscuta v_{A1}:

$$0 = (R+1)v_{A1}^2 - 2(Rv_{A0} + v_{B0})v_{A1} + (R-1)v_{A0}^2 + 2v_{A0}v_{B0} \qquad (K.7)$$

Aceasta este o ecuație de gradul doi și deci are două soluții. Una dintre ele este evidentă; este ușor de văzut că (K.7) este satisfăcută de $v_{A1} = v_{A0}$. Am spus că soluția este evidentă, deoarece ea reprezintă posibilitatea ca în timpul ciocnirii să nu se întâmple nimic, caz în care energia și impulsul ar fi desigur conservate. Dar nu aceasta este soluția care ne interesează; vrem să calculăm vitezele finale în cazul în care ele sunt diferite de cele inițiale. Cu toate acestea, cunoașterea unei soluții a unei ecuații pătratice este întotdeauna de mare ajutor pentru a o găsi pe cealaltă. Din cauză că membrul drept al relației (K.7) este pătratic în v_{A1} și se anulează când $v_{A1} = v_{A0}$, iar coeficientul termenilor în v_{A1}^2 este $R + 1$, putem scrie

$$(R + 1)v^2 - 2(Rv_{A0} + v_{B0})v + (R-1)v_{A0}^2 + 2v_{A0}v_{B0} = (R + 1)(v - v_{A0})(v - u). \qquad (K.8)$$

Viteza v_{A1} a fost înlocuită cu variabila v, pentru a sublinia faptul că această egalitate este valabilă pentru toate valorile lui v, nu numai pentru valoarea v_{A1} care satisface (K.7). Pentru a-l afla pe u, trebuie doar să egalăm cei doi membri ai acestei ecuații pentru o valoare oarecare a lui v, să zicem $v = 0$. Aceasta dă

$$(R - 1)v_{A0}^2 + 2v_{A0}v_{B0} = (R + 1)v_{A0}u.$$

Valoarea v_{A1} a lui v (alta decât v_{A0}) la care (K.8) se anulează, este în mod clar egală cu u și deci

$$v_{A1} = u = [(R - 1)v_{A0} + 2v_{B0}]/(R + 1).$$

Amintind definiția (K.6) a lui R, acest rezultat se poate scrie mai explicit ca

$$v_{A1} = [(m_A - m_B)v_{A0} + 2m_Bv_{B0}]/(m_A + m_B) \qquad (K.9)$$

și, introducând această valoare din nou în (K.5), găsim cealaltă viteză finală,

$$v_{B1} = [2m_Av_{A0} + (m_B - m_A)v_{B0}]/(m_A + m_B). \qquad (K.10)$$

Simetria soluțiilor pentru cele două particule este acum evidentă: v_{B1} este dată de aceeași formulă ca v_{A1}, dar cu v_{A0} schimbat cu v_{B0} și m_B schimbat cu m_A.

Un caz particular apare atât de des încât merită o menţiune specială. Dacă una dintre particule, să zicem A, este iniţial în repaus, atunci trebuie să luăm $v_{A0} = 0$. Viteza finală a particulei proiectil B este atunci

$$v_{B1} = \left(\frac{m_B - m_A}{m_B + m_A}\right) v_{B0}, \qquad (K.11)$$

iar viteza de recul a particulei ţintă A va fi

$$v_{A1} = \left(\frac{2m_B}{m_B + m_A}\right) v_{B0}. \qquad (K.12)$$

Observaţi că în (K.12) coeficientul lui v_{B0} este întotdeauna pozitiv, spre deosebire de cel din (K.11), aşa că putem găsi rezultatul intuitiv că particula ţintă nu poate avea niciodată un recul în sens opus vitezei iniţiale a proiectilului.

Acest rezultat a jucat un rol important în multe dintre descoperirile discutate în această carte. Iată câteva exemple.

(1) *Presiunea gazelor.* Dacă o particulă B loveşte un corp mult mai greu A, atunci viteza de recul este dată de (K.11), cu m_A mult mai mare decât m_B. În această limită m_B este neglijabil în comparaţie cu m_A, ceea ce dă $v_{B1} = -v_{B0}$; adică particula proiectil va pleca pur şi simplu cu aceeaşi viteză, dar în sens opus. În plus, în această limită particula ţintă A va avea un recul cu o viteză neglijabilă, după cum arată (K.12). Acelaşi rezultat se obţine şi dacă A nu este o particulă, ci peretele unei camere în care se află un gaz format din particule cum este B: după cum s-a arătat în Anexa F, particulele de gaz care lovesc frontal peretele ricoşează în direcţie opusă cu viteza neschimbată.

(2) *Împrăştierea Rutherford.* Geiger şi Marsden au observat în 1911 că particulele alfa care lovesc o foiţă de aur se întorc câteodată înapoi. Dar (K.11) arată că particula proiectil B care loveşte o particulă în repaus, A, poate avea un recul drept înapoi (adică v_{B1} este opus lui v_{B0}) numai dacă $m_B - m_A$ este negativă, adică dacă m_B este mai mică decât m_A. Ca urmare, Rutherford a putut trage concluzia că particula alfa a lovit fie o particulă mult mai grea decât ea, fie o particulă care se deplasa cu o viteză apreciabilă. În cel de-al doilea caz observăm că, după cum rezultă din (K.10), o particulă proiectil B care se ciocneşte frontal cu o altă

particulă, mai uşoară, va avea un recul drept înapoi numai dacă A se deplasa spre B cu viteza*

$$|v_{A0}| > \left(\frac{m_B - m_A}{2m_A}\right) |v_{B0}| \qquad \text{(K.13)}$$

De exemplu, o particulă alfa are masa de 7296,3 ori mai mare decât masa electronului, astfel că o particulă alfa care loveşte frontal un electron va avea un recul înapoi numai dacă electronul s-ar mişca spre ea cu o viteză mai mare decât de 3647,6 ori viteza iniţială a particulei alfa. Aceasta părea atât de improbabil încât s-a putut trage concluzia că particula alfa trebuia să fi lovit o particulă mai grea decât ea, particulă pe care Rutherford a identificat-o cu nucleul atomic.

(3) *Reculul nucleului la împrăştierea neutronilor.* Chadwick a observat că razele produse când beriliul era expus la radiaţia alfa produc reculul nucleelor atomilor cu care se ciocnesc, cu viteze care, pentru nuclee de diferite mase atomice A, sunt proporţionale cu raportul

$$\frac{1}{(A_0 + A)}, \qquad \text{(K.14)}$$

unde A_0 este o constantă apropiată de $A_0 = 1$. Aceasta este exact ce ne dă (K.12); o particulă proiectil B, cu viteza fixată v_{B0}, lovind diferite particule ţintă staţionare A, le va imprima viteze de recul proporţionale cu raportul $1/(m_A + m_B)$, care la rândul lui este proporţional cu (K.14) dacă proiectilul are masa atomică A_0 iar particulele ţintă au masa atomică A. Ca urmare, din aceste măsurători Chadwick a putut să tragă concluzia că particulele din razele de beriliu, neutre din punct de vedere electric, trebuie să aibă o masă atomică egală cu constanta A_0 din (K.14) şi deci foarte aproape de unu. Era corect: aceste particule, numite neutroni, au masa atomică 1,009.

Discuţia de aici asupra impulsului se aplică numai particulelor care se deplasează cu viteze mult mai mici decât viteza luminii. În 1905 Einstein a arătat că pentru particule cu viteze mari definiţia impulsului trebuie schimbată — dar acesta este un subiect pentru o altă carte.

---

* Barele verticale din (K.13) desemnează *valorile absolute*, adică mărimile vitezelor v_{A0}, v_{B0}, indiferent de semnul lor. (*N.a.*)

Tabele

Unități ale mărimilor fizice folosite în această carte

Mărimea	Unitatea	Prescurtarea
Lungime	Metru	m
Timp	Secundă	s
Masă	Kilogram	kg
Forță	Newton	N
Energie	Joule	J
Sarcină electrică	Coulomb	C
Curent electric	Amper	A
Potențial electric	Volt	V
Temperatura absolută	grade Kelvin	K
Căldura	Calorie	cal

Constante folosite în această carte

Mărimea	Simbolul	Valoarea
Viteza luminii	c	$2{,}99792458 \times 10^8$ m/s
Constanta electrostatică	k_c	$8{,}9897552 \times 10^9$ N-m²/C
Sarcina electronului	e	$1{,}6021765 \times 10^{-19}$ C
Electron-volt	eV	$1{,}6021765 \times 10^{-19}$ J
Faraday	N_0e	96485,3 C/mol
Numărul lui Avogadro	N_0	$6{,}022142 \times 10^{23}$ /mol
Masa unității atomice de masă	m_1	$1{,}660539 \times 10^{-27}$ kg
Masa electronului	m_e	$9{,}109382 \times 10^{-31}$ kg
Masa protonului	m_p	$1{,}672622 \times 10^{-27}$ kg
Masa neutronului	m_n	$1{,}67493 \times 10^{-27}$ kg
Anul sideral (2001)	yr	31558149,8 s
Accelerația gravitațională	g	9,806 m/s²
Constanta gravitațională	G	$6{,}67 \times 10^{-11}$ N m²/kg²
Constanta lui Boltzmann	k	$1{,}38065 \times 10^{-23}$ K
Raportul circumferință/diametru	π	3,1415927
$(1 + \delta)^{1/\rho}$ pentru $\delta \to 0$	e	2,7182818

Sursa: „Review of Particle Physics", K. Hagiwara *et al.*, *Physical Review* **D 66**, 010001 (2001). Incertitudinea în fiecare caz nu este mai mare de o unitate în ultima zecimală.

Elementele chimice

Elementul	Simbolul	Numărul atomic	Masa atomică
Hidrogen	H	1	1,0079
Heliu	He	2	4,00260
Litiu	Li	3	6,941
Beriliu	Be	4	9,01218
Bor	B	5	10,81
Carbon	C	6	12,011
Azot	N	7	14,0067
Oxigen	O	8	15,9994
Fluor	F	9	18,998403
Neon	Ne	10	20,179
Sodiu	Na	11	22,98977
Magneziu	Mg	12	24,305
Aluminiu	Al	13	26,98154
Siliciu	Si	14	28,0855
Fosfor	P	15	30,97376
Sulf	S	16	32,06
Clor	Cl	17	35,453
Argon	Ar	18	39,948
Potasiu	K	19	39,0983
Calciu	Ca	20	40,08
Scandiu	Sc	21	44,9559
Titan	Ti	22	47,90
Vanadiu	Va	23	50,9415
Crom	Cr	24	51,996
Mangan	Mn	25	54,9380
Fier	Fe	26	55,847
Cobalt	Co	27	58,9332
Nichel	Ni	28	58,70
Cupru	Cu	29	63,546
Zinc	Zn	30	65,38
Galiu	Ga	31	69,72
Germaniu	Ge	32	72,59
Arseniu	As	33	74,9216
Seleniu	Se	34	78,96
Brom	Br	35	79,904
Kripton	Kr	36	83,80
Rubidiu	Rb	37	85,4678
Stronțiu	Sr	38	87,62
Ytriu	Y	39	88,9059

Elementele chimice

Elementul	Simbolul	Numărul atomic	Masa atomică
Zirconiu	Zr	40	91,22
Niobiu	Nb	41	92,9064
Molibden	Mo	42	95,94
Tehnețiu	Tc	43	97
Ruteniu	Ru	44	101,07
Rodiu	Rh	45	102,9055
Paladiu	Pd	46	106,4
Argint	Ag	47	107,868
Cadmiu	Cd	48	112,41
Indiu	In	49	114,82
Staniu	Sn	50	118,69
Stibiu	Sb	51	121,75
Telur	Te	52	127,60
Iod	I	53	126,9045
Xenon	Xe	54	131,30
Cesiu	Cs	55	132,9054
Bariu	Ba	56	137,33
Lantan	La	57	138,9055
Ceriu	Ce	58	140,12
Praseodiniu	Pr	59	140,9077
Neodiniu	Nd	60	144,24
Prometiu	Pm	61	145
Samariu	Sm	62	150,4
Europiu	Eu	63	151,96
Gadoliniu	Gd	64	157,25
Terbiu	Tb	65	158,9254
Disprosiu	Dy	66	162,50
Holmiu	Ho	67	164,9304
Erbiu	Er	68	167,26
Tuliu	Tm	69	168,9342
Yterbiu	Yb	70	173,04
Luteçiu	Lu	71	174,967
Hafniu	Hf	72	178,49
Tantal	Ta	73	180,9479
Tungsten	W	74	183,85
Reniu	Re	75	186,2
Osmiu	Os	76	190,2
Iridiu	Ir	77	192,22
Platină	Pt	78	195,09

Elementele chimice

Elementul	Simbolul	Numărul atomic	Masa atomică
Aur	Au	79	196,9665
Mercur	Hg	80	200,59
Taliu	Tl	81	204,37
Plumb	Pb	82	207,2
Bismut	Bi	83	208,9804
Poloniu	Po	84	209
Astatiniu	At	85	210
Radon	Rn	86	222
Franciu	Fr	87	223
Radiu	Ra	88	226,0254
Actiniu	Ac	89	227,028
Toriu	Th	90	232,0381
Protactiniu	Pa	91	231,0359
Uraniu	U	92	238,029
Neptuniu	Np	93	237,0482
Plutoniu	Pu	94	244
Americiu	Am	95	243
Curiu	Cm	96	247
Berkeliu	Bk	97	247
Californiu	Cf	98	251
Einsteiniu	Es	99	254
Fermiu	Fm	100	257
Mendeleeviu	Md	101	257
Nobeliu	No	102	259
Lawrenţiu	Lr	103	260
Rutherfordiu	Rf	104	261
Dubniu	Db	105	262
Seaborgiu	Sg	106	263
Bohriu	Bh	107	262
Hassiu	Hs	108	265
Meitneriu	Mt	109	266

Masele atomice sunt raportate la 1/12 din masa atomului ^{12}C şi sunt luate din *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, editori R.C. Weast şi M.J. Astle, ediţia a 62–a (CRC Press, 1981 — 82).

Note pentru lecturi suplimentare

D.L. Anderson, *The Discovery of the Electron*, Van Nostrand, 1964.

E.N. da Andrade, *Rutherford and the Nature of the Atom*, Doubleday, 1964.

R.T. Beyer, ed., *Foundation of Nuclear Physics*, Dover, 1949.

J.T. Birks, ed., *Rutherford at Manchester*, Benjamin, 1965.

Sir James Chadwick, ed., *The Collected Papers of Lord Rutherford of Nelson O. M., F. R. S.* Interscience, 1963.

I.B. Cohen, „Conservation and the Concept of Electric Charge: An Aspect of Philosophy in Relation to Physics in the Nineteenth Century“, în M. Clagett, ed. *Critical Problems in the History of Science*, University of Wisconsin Press, 1959.

—, *Franklin and Newton*, American Philosophycal Society, 1956.

J.G. Crowther, *The Cavendish Laboratory, 1874–1974*. Science History, 1974.

Olivier Darrigol, *Electrodynamics from Ampère to Einstein*, Oxford University Press, 2000.

B. Dibner, *Oersted and the Discovery of Electromagnetism*, Blaisdell, 1962.

A.S. Eve, *Rutherford: Being the Life and Letters of the Rt. Hon. Lord Rutherford, O.M.* Macmillan, 1939.

N. Feather, *Lord Rutherford*, Priory Press, 1973.

C.C. Gillispie, ed., *Dictionary of Scientific Biography*, Scribner's, 1970.

G. Holton, „Subelectrons, Presuppositions and the Millikan-Ehrenhaft Dispute“, în *Historical Studies in the Physical Sciences*, **9** (1978), 161.

A.J. Ihde, *The Development of Modern Chemistry*, Harper & Row, 1964.

A.I. Miller, *Albert Einstein's Special Theory of Relativity: Emergence (1905) and the Early Interpretation (1905–1911)*, Addison-Wesley, 1980.

Sir Mark Oliphant, *Rutherford: Recollections of the Cambridge Days*, Elsevier, 1972

—, „Radioactivity's Two Early Puzzles", în *Reviews of Modern Physics*, 49 (1977), 925.

D. Roller and D.H.D. Roller, *The Development of the Concept of Electric Charge*, Harvard University Press, 1954.

R.H. Stuewer, ed., *Nuclear Physics in Retrospect: Proceedings of a Symposium on the 1930s*. University of Minnesota Press, 1979.

George Thomson, *J. J. Thomson: Discoverer of the Electron*. Doubleday, 1965.

J.J. Thomson, *Electricity and Matter: The 1903 Silliman Lectures*. Scribner's, 1906.

—, *Recollections and Reflections*, G. Bell, 1936.

R.A.R. Tricker, *Early Electrodynamics: The first Law of Circulation*. Pergamon Press, 1965.

C. Weiner, ed., *History of the Twentieth Century Physics: Course LVII of The Proceedings of the International School of Physics „Enrico Fermi"*, Academic Press, 1977.

E. Whittaker, *A History of the Theories of Aether and Electricity*, Thomas Nelson, 1953.

Alexander Wood, *The Cavendish Laboratory*, Cambridge University Press, 1946.

Notes and Records of the Royal Society of London, vol. 27, nr. 1, August 1972. [Articole despre Rutherford de Oliphant, Massey, Feather, Blackett, Lewis, Mott, O'Shea și Adams.]

Cuprins

Prefață 7
Prefață la ediția revăzută 13
O lume a particulelor 15
Descoperirea electronului 26
Scara atomică 107
Nucleul 145
Mai multe particule 213
Anexe 233
Note pentru lecturi suplimentare 285

Redactor
VLAD ZOGRAFI
Tehnoredactor
LUMINIȚA SIMIONESCU
Corector
OANA DUMITRESCU
DTP
DUMITRU OLTEANU
Apărut 2007
BUCUREȘTI – ROMÂNIA

Lucrare executată la C.N.I. „CORESI“ S.A.

Până pe la sfârșitul secolului al XIX-lea nu se știau prea multe despre alcătuirea atomului. În câteva decenii însă, au fost puși în evidență electronul, protonul și neutronul, iar în centrul acestei revoluții s-a aflat Laboratorul Cavendish, de la Cambridge, dominat de figura lui Ernest Rutherford. *Descoperirea particulelor subatomice* nu e doar povestea pasionantă a acestei suite de experimente istorice, ci și o minunată introducere în fizică. Fără a face apel la formule, Weinberg explică, pe rând, toate noțiunile folosite de cei care au descoperit particulele subatomice și reface raționamentele lor. Evitând orice rutină didactică, Weinberg ne apropie de fizică pe o cale surprinzătoare, complementară celor urmate de Gamow și Feynman. *Minunata lume a domnului Tompkins*, *Șase lecții ușoare* și *Descoperirea particulelor subatomice* sunt trei perspective diferite, toate frapant neconvenționale, asupra bazelor fizicii.

Steven Weinberg, unul dintre marii fizicieni ai zilelor noastre, este cel care a realizat unificarea câmpurilor electromagnetic și nuclear slab — probabil cea mai spectaculoasă realizare a fizicii teoretice din ultimele decenii, motiv pentru care a primit, în 1979, Premiul Nobel.

